N° D'ORDRE
515

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Arlette CHEVALLIER

Etude de niveaux des noyaux ^{32}S et ^{38}Ar formes au moyen des réactions de capture radiative $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$ et $^{34}S\ (\alpha, \gamma)\ ^{38}Ar$

Soutenue le 28 Mars 1969 devant la Commission d'examen

MM. S. GORODETZKY *Président*

R. ARMBRUSTER
G. MONSONEGO
A. MOUSSA
C. VAN DER LEUN
Examinateurs

N° D'ORDRE
515

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Arlette CHEVALLIER

Etude de niveaux des noyaux ^{32}S et ^{38}Ar formes au moyen des réactions de capture radiative $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$ et $^{34}S\ (\alpha, \gamma)\ ^{38}Ar$

Soutenue le 28 Mars 1969 devant la Commission d'examen

MM. S. GORODETZKY *Président*

R. ARMBRUSTER
G. MONSONEGO
A. MOUSSA
C. VAN DER LEUN
} *Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ETUDE DE NIVEAUX DES NOYAUX ^{32}S ET ^{38}Ar FORMES AU MOYEN DES REACTIONS DE CAPTURE RADIATIVE $^{28}Si(\alpha,\gamma)^{32}S$ ET $^{34}S(\alpha,\gamma)^{38}Ar$

par

Madame Arlette CHEVALLIER

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552713_0002

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Doyen : Professeur J.H.VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE, G.MILLOT

Professeurs Honoraires : P.DE BEAUCHAMP, L.BOISSELET, H.CARTAN, G.CERF, C.CHABAUTY, A.CHRETIEN, J.DENY, Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, Mle S.GILLET, A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G.LEMEE, P.L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL, Ch.SADRON, E.TERROINE, H.VILLAT, H.WEISS, Et. WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférences Honoraires : R.WEIL

Professeurs :

H.J.MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
H.FORESTIER	T.	Chimie Générale
J.ROTHE	T.	Physique du Globe
P.LACROUTE	T.	Astronomie
J.H.VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A.MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S.GORODETZKY	T.	Physique Générale et Physique Nucléaire
L.SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J.BYE	T.	Chimie Physique
R.LOMBARD	T.	Chimie Organique
Mle M.PEREY	T.	Chimie Nucléaire
S.GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P.JOLY	T.	Biologie Générale
H.BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P.CÜER	T.	Physique Générale et Physique Corpusculaire
G.MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R.LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H.SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie minérale
Mle A.GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE	T.	Physique Générale
F.STUTINSKY	T.	Physiologie Générale

B. WURTZ	T.T.P.	Chimie Biologique
J. BRENET	T.	Electrochimie
G. OURISSON	T.T.P.	Chimie
A. COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R. CERF	T.	Physique Générale
J. FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P. TAGLANG	T.	Physique
J.P. LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A. DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B. DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R. ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A. ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L. HIRTH	T.	Microbiologie
A. SIGOT	P.S.C.	Zoologie
A. FUCHS	T.	Mécanique Rationnelle
A. GALLMANN	T.T.P.	Physique
P. MIALHE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P. EBEL	T.	Chimie biologique
J. PARROD	T.T.P.	Chimie
R. WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D. MAGNAC	T.T.P.	Physique
M. DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P. ADLOFF	T.T.P.	Chimie Nucléaire
D. BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
E. DANIEL	T.	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	T.	Physique
J. GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P. CARTIER	T.	Mathématiques
G. REEB	T.	Topologie
R. CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J. WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme BRINI M.	P.S.C.	Chimie
R. BARO	P.S.C.	Physique
H. DURANTON	P.S.C.	Botanique
R. WEISS	T.T.P.	Chimie
P. FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J. LERAY	P.S.C.	Physique
J.P. SCHWING	P.S.C.	Chimie
M. SIESKIND	P.S.C.	Physique
G. MONSONEGO	T.	Physique Théorique
P. GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques
C. WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères Industriels
P.A. MEYER	T.T.P.	Mathématiques
G. WEILL	P.S.C.	Physique
J.M. BLOCH	T.	Chimie
A. CLAUSS	P.S.C.	Chimie

E.FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J.LUCAS	P.S.C.	Géologie
J.J.THIEBOLD	P.S.C.	Biologie animale
G.GLAESER	T.	Mathématiques
J.H.WEIL	P.S.C.	Chimie biologique
D.FOATA	P.S.C.	Mathématiques

Professeurs associés :

A.BANDERET (E.A.H.P.) - R.CLELAND (Physique) - G.PEROLD (Chimie) - J.SAMPSON (Math.) -

Maîtres de Conférences :

H.DANAN	Physique
Mme WINTER Chr.....	Physique
J.P.EBERHART	Minéralogie
Mme D.GAGNIANT	Chimie
X.FERNIQUE	Mathématiques
J.STREITH	Chimie
F.GAUTIER	Physique propédeutique
G.SUTTER	Physique Electronique
J.M.LEHN	Chimie
Cl.ROBERT	Physique
Fr.LACROUTE	Biologie Végétale
A.GIRARDIE	Biologie animale
M.GOUNOT	Botanique
J.DEHAND	Chimie Minérale
J.PRADINES	Mathématiques
F.BECKER	Physique Mathématique
M.KAROUBI	Mathématiques
A.MIGNOT	Mathématiques appliquées
R.VOLTZ	Physique Théorique
A.MICHARD	Géologie
J.M.GIRAUD	Mathématiques
Y.BOULANGER	Chimie biologique
D. DACUNHA-CASTELLE	Mathématiques
J.P.BRETAGNOLLE	Mathématiques
J.J.RIEHL	Chimie
C. DELLACHERIE	Mathématiques

Maîtres de Conférences associés :

V.AVANISSIAN (Mathématiques) - J.APSIMON (Chimie) - R.CAIROLI (Mathématiques) - E.DADE (Mathématiques) - H.GOLDWHITE (Chimie) - G.LETTA (Mathématiques) - G.RINEHART (Mathématiques) - M.SZYMONA (Chimie biologique)

Secrétaire général de la Faculté : G. SAINT-PE.

A Monsieur le Professeur S. GORODETZKY

Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg

Hommage de profonde gratitude

A mes parents

A mon mari

A mes enfants

CHAPITRE I

RAPPELS DE LA THEORIE DES RESONANCES

I. - INTRODUCTION

Dans cette partie, nous nous appuierons sur l'article de E. Vogt (En59) dans lequel on trouvera une bibliographie détaillée, ainsi que des compléments.

L'une des principales caractéristiques des réactions nucléaires à faible énergie est la présence de résonances bien définies.

Cette présence fut mise en évidence, pour la première fois, par Fermi en bombardant différents noyaux avec des neutrons lents.

Bohr montra ensuite que les résonances observées dans les mesures de sections efficaces peuvent être expliquées comme des états virtuels d'un noyau. Ceci implique que l'interaction entre le nucléon et les nucléons du noyau cible soit forte. L'énergie de la particule incidente est distribuée entre tous les nucléons du noyau cible et l'état virtuel ainsi créé durera jusqu'à ce que l'un des nucléons, par des processus statistiques, ait acquis suffisamment d'énergie pour s'échapper. L'état virtuel peut également se désexciter par émission d'un rayonnement γ.

Ainsi ce type de réaction nucléaire peut être décrit comme la succession de deux phénomènes : la formation d'un "noyau composé" et la décroissance de ce noyau par émission d'une particule ou d'un rayonnement γ.

Indépendamment du développement des théories des résonances, leur observation a un grand intérêt. En effet, lorsqu'elles sont étroites,

elles peuvent être interprétées comme les niveaux d'un noyau, et de telles informations contribuent directement à l'étude de la structure nucléaire. Remarquons cependant que l'espacement des résonances doit être nettement plus grand que la largeur des niveaux pour que la position de ces derniers soit bien déterminée.

La théorie de Wigner concernant la matrice R est l'approche la plus générale et la plus complète des réactions nucléaires. Cette méthode a l'avantage d'éviter une discussion détaillée des équations d'ondes multidimensionnelles à l'intérieur du noyau et elle y substitue des quantités mesurables comme l'énergie et les largeurs réduites des niveaux. Cependant, l'énergie du niveau n'est pas l'énergie de résonance observée expérimentalement, elle dépend du rayon du noyau.

L'utilité de la théorie des résonances pour les réactions nucléaires vient du fait que l'équation de Schrödinger pour le noyau est extrêmement compliquée. Il est impossible, en général, d'obtenir les fonctions d'ondes nucléaires exactes, et de même, il est impossible d'obtenir un ensemble complet des états stationnaires X_λ et de leurs paramètres γ_λ^2 et E_λ.

II. - THEORIE DES REACTIONS NUCLEAIRES RESONNANTES

1) Matrice R

Les forces nucléaires étant à courte portée, le volume v occupé par le noyau composé est petit (v est la partie de l'espace où tous les nucléons sont liés entre eux). Deux groupes de nucléons séparés par une distance plus grande que la portée des forces nucléaires sont indépendants, sauf vis-à-vis des interactions électromagnétiques.

Lorsqu'un état composé comprend de nombreux nucléons, il y a beaucoup de modes de désexcitation possibles.

On appelle "canaux d'entrée" et "canaux de sortie" respectivement les différents modes de formation et de désexcitation possibles d'un état composé. Un canal caractérise à la fois le type des particules intervenant et leurs nombres quantiques bien qu'en pratique il y ait souvent sommation sur certains d'entre eux. Il faut remarquer que l'appellation "canal" n'est utilisée que lorsqu'il y a seulement deux produits de réactions, car dans le cas où il y en a plus de deux (fission, réaction (n, 2n), on ne sait pas s'il s'agit d'une réaction qui s'effectue en une ou plusieurs étapes , la théorie du noyau composé n'étant pas satisfaisante pour ces dernières.

Remarquons finalement que l'émission d'un rayonnement γ par le noyau composé n'est pas véritablement un canal, mais ce processus peut être cependant décrit par la théorie des résonances.

On désigne par α les produits de réaction et leurs états d'excitation, par I et i le moment angulaire du noyau cible et le spin intrinsèque de la particule incidente, par ℓ le moment angulaire orbital relatif du noyau cible et de la particule incidente, m_I, m_i et m_ℓ sont respectivement les projections de I, i et ℓ sur l'axe des z.

On appelle "spin" d'un canal, la somme vectorielle $s = I+i$, m_s désignant la projection de s sur l'axe de z. On pose finalement $J = \ell + s$: moment angulaire total du canal, c'est-à-dire spin de l'état composé. Un "canal" pourra donc être défini par l'ensemble des nombres $C = (\alpha, \ell, s, J, m_J)$, le terme "canal" impliquant une sommation ou une moyenne sur les projections m_ℓ et m_s.

Dans l'espace de configuration, le volume v occupé par le noyau composé est limité par une surface S. Un "canal" C coupe la surface S suivant S_c. Chaque S_c est caractérisé par un rayon $r_c = a_c$, qui est en général pris égal à la somme des rayons des deux produits de réaction. Les interactions nucléaires n'existent pratiquement que dans la région de l'espace intérieur à S ; dans l'espace extérieur à S seules les interactions à longue portée (coulombienne) existent. On admet que le potentiel V (r) s'annule pour $r > a_c$.

La fonction d'onde à l'intérieur du volume v est :

$$\psi(\vec{r}, \text{interne}) = \varphi_\alpha(\text{interne}) \frac{\xi(r)}{r} Y_{\ell m_\ell}(r) \langle s m_s \ell m_\ell / J m_J \rangle \chi_{s m_s}.$$

Les états des variables de surface sont décrits par la fonction :

$$\psi(r_c) = \varphi_\alpha \frac{\xi(r_c)}{r_c} Y_{\ell m_\ell}(r) \langle s m_s \ell m_\ell / J m_J \rangle X_{s m_s}.$$

φ_α décrit les coordonnées internes de produits de réactions,

$Y_{\ell m_\ell}$ leurs coordonnées angulaires relatives,

$X_{s m_s}$ leur état de spin.

Les fonctions d'ondes de moment angulaire ont des facteurs de phases propres et ψ_c est normalisée de telle façon que :

$$\int_{Sc} \psi_c^* \psi_{c'} \, dS = \delta_{cc'}$$

Il faut développer la fonction d'onde $\psi(r_c)$ sur une base complète. Pour cela, on recherche les états propres de l'Hamiltonien total.

Pour les énergies négatives, les états propres sont des états bien définis (états liés). Pour les énergies positives, il existe un nombre infini d'états(continuum).On impose une condition aux limites arbitraires à la surface d'intersection caractérisant chaque canal, cette condition, qui définit les états stationnaires $X^m J$, peut s'écrire :

$$\mathrm{Grad}_n (X) = - b_c X$$

b_c étant une constante, qui est la même pour tous les états, sur la surface S.

L'ensemble des fonctions X^{m_J} forme une base complète orthonormée dans le volume v.

Pour les canaux qui diffèrent seulement par la projection m_J du moment angulaire J, les états X^{m_J} correspondant à un J donné, mais à des différents m_J sont tous dégénérés ; ils correspondent tous à la même valeur caractéristique E_λ de l'énergie, et dépendent de m_J à travers un facteur multiplicatif $e^{im_J\phi}$

On peut développer la fonction d'onde totale Φ en termes de X^{m_J}. Pour le canal c, la valeur ϕ_c du coefficient dans le développement, est définie par :

$$\phi_c = (\hbar^2/2m_c)^{1/2} \int_S \phi \psi_c^* \, dS.$$

et sa "dérivée" ϕ'_c est définie par :

$$\phi'_c = (\hbar^2/2m_c)^{1/2} \int_S (\mathrm{grad}\phi)_n \psi_c^* \, dS.$$

m_c étant la masse réduite des produits de réactions.

En appliquant le théorème de Green, on obtient : (Wi 47)

$$\phi_c = \sum_{c'} R_{cc'} \left\{ \phi'_{c'} + b_{c'} \phi_{c'} \right\} \qquad (1)$$

où

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} / (E_\lambda - E) \qquad (2)$$

$$\gamma_{\lambda c} = (\hbar^2/2m_c)^{1/2} \int \psi_c^* X_\lambda^{m_J} \, dS. \qquad (3)$$

$R_{cc'}$ est appelée la matrice R.

$\gamma_{\lambda c}$ est la racine carrée de la largeur réduite pour la voie c et le niveau λ ; E_λ est l'énergie de l'état stationnaire $X_\lambda^{m_J}$.

L'ensemble des nombres $\gamma_{\lambda c}$ et E_λ ne dépend pas de l'énergie E, mais dépend de b_c. J et m_J étant conservés dans une réaction nucléaire, les termes de la matrice R qui ne s'annulent pas, sont ceux pour lesquels c et c' correspondent aux mêmes valeurs de J et m_J. $\gamma_{\lambda c}$ ne dépend pas de m_J et les matrices R réduites qui ne diffèrent que par m_J sont identiques, ainsi R ne dépend pas de la direction du spin.

2) Matrice U

L'expression de la section efficace en fonction de l'énergie est obtenue, en fonction de l'ensemble discret des paramètres de résonances, en exprimant la continuité de la fonction $\emptyset$ et de sa dérivée à la surface S.

La fonction $\emptyset$ est définie dans la région extérieure à v, à partir des fonctions d'onde des "canaux" ψ_c et des solutions de l'équation radiale satisfaite par $\emptyset$ dans chaque canal.

En général , les fonctions d'onde sont les solutions régulière et irrégulière de l'équation de Coulomb : $F_\ell (k_c r_c)$ et $G_\ell (k_c r_c)$; k_c est le nombre d'onde correspondant à l'énergie relative des produits de réactions dans le canal c.

Les ondes radiales entrantes et sortantes sont alors respectivement :

$$I_\ell = (G_\ell - iF_\ell) \exp (i\eta_c)$$

$$O_\ell = (G_\ell + iF_\ell) \exp (-i\eta_c)$$

η_c étant le déphasage de Coulomb

I_ℓ et O_ℓ sont normalisées, de façon que :

$$\frac{d F_\ell}{dr} G_\ell - \frac{dG_\ell}{dr} F_\ell = kc$$

Une onde entrante et une onde sortante, de flux unité, dans le canal c sont données respectivement par les relations :

$$\mathcal{I}_c = \mathcal{Y}_c I_c v_c^{1/2} \qquad (4)$$

$$\mathcal{O}_c = \mathcal{Y}_c O_c v_c^{-1/2} \qquad (5)$$

où v_c est la vitesse relative des produits de réactions.

La fonction d'onde totale ϕ est la superposition d'ondes entrantes et d'ondes sortantes :

$$\phi = \sum_c \left[A_c \mathcal{I}_c - B_c \mathcal{O}_c \right] \qquad (6)$$

A_c et B_c sont les amplitudes des flux de probabilité.

B_c n'est pas indépendant de A_c, car si toutes les amplitudes des ondes entrantes sont déterminées, l'équation d'onde détermine entièrement les amplitudes des ondes sortantes.

On peut définir une matrice de collision U, dont les composantes sont données par :

$$B_c = \sum_{c'} U_{cc'} A_{c'} . \qquad (7)$$

J et m_J étant conservés, c et c' correspondent aux mêmes valeurs du moment angulaire J et de sa projection m_J.

A partir des expressions de la fonction d'onde totale (6), de la matrice U de collision (7) et de la condition aux limites (1), on obtient, pour la matrice U, l'expression suivante :

$$U = k^{\frac{1}{2}} \; 0^{-1} (1-RL)^{-1} (1-RL^{*}) \, Ik^{-\frac{1}{2}} \qquad (8)$$

L est un opérateur défini par la relation :

$$L = 0' \, 0^{-1} + b.$$

Les composantes de U qui diffèrent seulement par la valeur de m_J sont identiques comme c'est le cas pour la matrice R.

Les sections efficaces sont données par les composantes de la matrice U.

Chaque composante $U_{cc'}$ de la matrice U dépend uniquement des composantes de la matrice R lesquelles dépendent de $\gamma_{\lambda c}$ et E_λ .

Les composantes de U dans le cas d'un nombre infini de canaux, mais d'un petit nombre de niveaux, peuvent être déterminées à cause de la forme des composantes de la matrice R,(2) : chaque terme de la somme sur les niveaux est le produit de deux facteurs, dont l'un dépend uniquement de c et l'autre uniquement de c'.

III. - SECTION EFFICACE DE RESONANCE

Les sections efficaces dépendent directement des composantes de la matrice U^J, donc des paramètres de résonances $\gamma_{\lambda c}$ et E_λ.

Dans un processus de diffusion, la particule incidente est représentée par une onde plane : $\exp(i k_c Z_c) X_s m_s \varphi_\alpha$. Elle peut avoir un spin s et une projection de spin m_s définis. L'onde plane implique une sommation sur le moment angulaire orbital relatif ℓ ; avec $m_\ell = 0$. Les nombres quantiques qui définissent un canal, α, s et m_J sont fixés, mais ℓ et J sont variables.

L'expansion d'une onde plane $\exp(ik_c Z_c)$ en harmoniques sphériques s'écrit :

$$\exp(i k_c Z_c) = (4\pi)^{1/2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)^{\frac{1}{2}} \; j_\ell (k_c r_c) \; i^\ell Y_{\ell,0}(\theta) \qquad (9)$$

où $j_\ell (k_c r_c)$ est une fonction de Bessel sphérique.

Si les distances sont suffisamment grandes pour que les champs coulombiens de la particule incidente et de la particule bombardée n'agissent pas l'un sur l'autre (effet d'écran) , on a :

$$j_\ell (k_c r_c) = (k_c r_c)^{-1} \; F_\ell (k_c r_c) = (2 k_c r_c)^{-1} \; i (I_\ell - O_\ell)$$

La fonction d'onde entrante peut donc s'écrire :

$$\phi_{ent} = \exp(i k_c Z_c) X_{s m_s} \mathcal{Y}_{\alpha}$$

$$= \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{m_J=-J}^{J} \sum_{\ell=/J-s/}^{J+s} i(k_c)^{-1} (\pi v_c)^{\frac{1}{2}} (\ell_s 0 m_s / \ell_s J m_J)$$

$$(2\ell+1)^{\frac{1}{2}} (\mathcal{T}_c - \mathcal{O}_c) \qquad (10)$$

La fonction d'onde totale ϕ est :

$$\phi = \phi_{ent} + \phi \text{ react.}$$

La partie de la fonction d'onde due à la réaction dépend seulement des ondes sortantes $\mathcal{O}_c$ des différents canaux.

Le coefficient A_c des fonctions d'ondes entrantes, dans la fonction d'onde totale est donné par :

$$A_c = A_{\alpha s \ell}^{J m_J} = i (k_c)^{-1} (\pi v_c)^{\frac{1}{2}} (\ell_s 0 m_s / \ell_s J m_J) (2\ell+1)^{\frac{1}{2}} \qquad (11)$$

L'amplitude $B_{c'}$ des ondes sortantes est alors :

$$B_{c'} = B_{\alpha' s' \ell'}^{J m_J} = i (k_c)^{-1} (\pi v_c)^{\frac{1}{2}} \sum_{\ell=/J-s/}^{J+s} (\ell_s 0 m_s / \ell_s J m_J)$$

$$(2\ell+1)^{\frac{1}{2}} U_{\alpha' s' \ell'; \alpha, s, \ell} \qquad (12)$$

La fonction d'onde de réaction peut s'écrire :

$$\phi_{\text{réact.}} = \sum_{c} \sum_{c'} (\delta_{cc'} - U_{cc'}) A_c O_c . \qquad (13)$$

Expérimentalement, on sélectionne les produits de réactions donnés, ayant un état d'énergie et un état de spin définis et émis dans une direction θ, φ. D'autre part, les voies c et c' ont été déterminées comme ayant J, m_J et ℓ définis.

La fonction d'onde totale de réaction correspondant aux quantités observées s'écrit :

$$\phi_{\text{réact.}} = i \sum_{\alpha' s' m' s} (k_\alpha)^{-1} (v_\ell / v_{\ell'})^{-\frac{1}{2}} (r_{\alpha'})^{-1} e^{i k_{\alpha'} r_{\alpha'}} \psi_{\alpha'} X_{s' m_{s'}}$$

$$\eta_{\alpha' s' m_{s'} ; \alpha\, s\, m_s} (\theta, \varphi) \qquad (14)$$

où $\eta_{\alpha' s' m_{s'} ; \alpha\, s m_s}$ est l'amplitude et est égale à :

$$\eta_{\alpha' s' m_s ; \alpha s m_s} = (\theta, \varphi) = - \sum_{J=o}^{\infty} \sum_{m_J=-J}^{J} \sum_{\ell=/J-s/}^{J+s} \sum_{\ell'=/J'-s'/}^{J'+s'} \sum_{m_{\ell'}=-\ell'}^{\ell'}$$

$$(\pi)^{\frac{1}{2}} (2\ell + 1)^{\frac{1}{2}} (\ell s\, 0 m_s / \ell s\, J\, m_J) (\ell' s'\, m_{\ell'}, m_{s'} / \ell' s'\, J\, m_J)$$

$$X (\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{ss'} \delta_{\ell\ell'} - U_{\alpha' s' \ell' ; \alpha\, s\, \ell}^{J}) i^{\ell} Y_{\ell' m_{\ell'}} (\theta, \varphi) \qquad (15)$$

La section efficace différentielle pour la réaction $\alpha\ s m_s \rightarrow \alpha' s' m_{s'}$ peut s'exprimer par :

$$d\sigma_{\alpha' s' m_{s'};\alpha\ s\ m_s} = (k\alpha)^{-2} / q_{\alpha' s' m_{s'};\alpha\ s\ m_s}\ (\theta, \varphi)/^2\ d\Omega \qquad (16)$$

$d\sigma$ dépend de l'angle φ à cause de m_s et $m_{s'}$.

Après sommation sur les directions du spin d'entrée et du spin de sortie, on obtient :

$$d\sigma_{\alpha' s' ;\ \alpha\ s} = (2s+1)^{-1} \sum_{m_s=-s}^{s} \sum_{m_{s'}-s'}^{s'} d\sigma_{\alpha' s'\ m_{s'};\ \alpha s\ m_s}. \qquad (17)$$

La section efficace différentielle pour une réaction $\alpha \rightarrow \alpha'$, implique, en outre, une moyenne sur s et une sommation sur s'

$$d\sigma_{\alpha';\alpha} = \sum_{s=/I-i/}^{I+i} \sum_{s'=/I-i/}^{I+i'} \frac{2s+1}{(2I+1)(2i+1)}\ d\sigma_{\alpha' s' ;\ \alpha\ s'} \qquad (18)$$

A partir de considération de géométrie, Blatt et Biedenharn (B152) ont supprimé la sommation sur les spins, et obtenu pour la section efficace différentielle , l'expression suivante :

$$d\sigma_{\alpha' s';\alpha s} = \frac{(k\alpha)^{-2}}{(2s+1)} \sum_{L=0}^{\infty} B_L(\alpha' s' ;\alpha s)\ P_L(\cos\theta)\ d\Omega \qquad (19)$$

où :

$$B_L(\alpha' s' ; \alpha s) = \frac{(-1)^{s'-s}}{4} \sum_{J_1} \sum_{J_2} \sum_{\ell_1} \sum_{\ell_2} \sum_{\ell'_1} \sum_{\ell'_2}$$

$$i^{\ell_1-\ell_2-L} Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2 sL)\, i^{\ell'_1-\ell'_2-L} Z(\ell'_1 J_1 \ell'_2 J_2 s'L)$$

$$\mathrm{Re}\left(\delta_{\alpha\alpha'}\delta_{\ell_1\ell'_1}\delta_{ss'} - U^{J_1}_{\alpha' s' \ell'_1 ; \alpha s \ell_1}\right)^{*} \left(\delta_{\alpha'\alpha}\delta_{s's}\delta_{\ell_2\ell'_2} - U^{J_2}_{\alpha' s' \ell'_2 ; \alpha s \ell_2}\right)$$

(20)

Les coefficients Z définis par Blatt, Biedenharn et Rose, ont été tabulés par Biedenharn.

L'expression générale de la section efficace est valable pour tous les processus dans lesquels il y a collision entre deux particules, puis émission de deux produits de réaction.

Pour les réactions résonnantes, on utilise les composantes de la matrice de collision appropriées pour décrire les sections efficaces de résonances.

Au voisinage d'une résonance isolée, chaque composante de la matrice R peut s'écrire :

$$R_{cc'} \simeq R^{o}_{cc'} \equiv \frac{\gamma_{oc}\,\gamma_{oc'}}{E_o - E} \qquad (21)$$

où $\lambda = 0$ désigne le niveau isolé, qui a un spin et une parité définis.

D'après la formule (8), les composantes $U_{cc'}$ de la matrice de collision peuvent s'écrire :

$$U_{cc'} = \frac{I_{c'}}{O_c}\left(\delta_{cc'} + \frac{\gamma_{oc}\,\gamma_{oc'}\,(L_{c'} - L_{c'}^{*})}{E_o - E - \sum_{c''}\gamma_{o\,c''}^{2}\,L_{c''}}\right) \qquad (22)$$

En écrivant la relation :

$$L_c = \frac{0'c}{0c} + bc \equiv S_c + i\,P_c$$

qui définit la partie imaginaire P_c et la partie réelle S_c de L_c, on peut écrire les composantes de la matrice U sous la forme :

$$U_{cc'} = e^{i(\Omega_c + \Omega_{c'})}\left\{\delta_{cc'} + i\,\frac{(\Gamma_{oc}\,\Gamma_{oc'})^{\frac{1}{2}}}{(E_o + \Delta_o - E) - \frac{1}{2}\,i\sum_{c''}\Gamma_{oc''}}\right\}$$

(23)

où Ω_c est un déphasage égal à la somme des déphasages de Coulomb η_c et de l'opposé du déphasage du potentiel de diffusion sur une sphère dure :

$$\Omega_c = \eta_c - \text{Arctg} \left[F_\ell (k_c a_c) / G_\ell (k_c a_c) \right]$$

La largeur partielle d'un niveau Γ_{oc} est reliée à la largeur réduite par le facteur de pénétration P_c :

$$\Gamma_{oc} = 2 P_c \gamma^2_{oc}$$

Avec :

$$P_c = \frac{k_c}{F_\ell^2 (k_c a_c) + G_\ell^2 (k_c a_c)}$$

Le déplacement d'un niveau $\lambda = 0$ est obtenu à partir des largeurs réduites de tous les canaux au moyen du facteur de déplacement S_c pour les canaux :

$$\Delta_o = - \sum S_c \gamma^2_{oc} = \sum_c \left[- b_c - (F_\ell F'_\ell + G_\ell G'_\ell / F_\ell^2 + G_\ell^2) \right] \gamma^2_{oc}$$

En effectuant toutes les sommations possibles, on obtient alors, pour la section efficace différientielle, l'expression :

$$d\sigma_{\alpha_1\alpha_2} = \frac{\lambda_{\alpha_1}^2}{(2i+1)(2I+1)} \qquad \frac{1}{4\,(E-E_o)^2+(\frac{1}{2}\Gamma)^2}$$

$$\sum_k \left\{ P_k(\cos\theta)\, d\Omega \sum \left[(-1)^{s_1-s'_2} \left(2^n \sum_{\ell_1} \sum_{\ell'_1 \geq \ell_1} \sum_{\ell_2} \sum_{\ell'_2 \geq \ell_2} i^{\ell_1-\ell'_1+\ell_2-\ell'_2} \right.\right.\right.$$

$$Z_1(\ell_1 J_1 \ell'_1 J_1 ; s_1 k)$$

$$\times\ Z_1(\ell_2 J_1 \ell'_2 J_1, s_2 k)\, g_{\alpha_1 s_1 \ell_1}\, g_{\alpha_1 s_1 \ell'_1}\, g_{\alpha_2 s'_2 \ell_2}\, g_{\alpha_2 s_2 \ell_2}$$

$$\left.\left.\left. \times\ \cos\left[\varphi_{\alpha_1 \ell_1} - \varphi_{\alpha_1 \ell'_1} + \varphi_{\alpha_2 \ell_2} - \varphi_{\alpha_2 \ell'_2} \right] \right) \right] \right\} \qquad (24)$$

La signification des symboles est la suivante :

$\lambda_{\alpha 1}$ est la longueur d'onde associée à la particule α incidente

$$\lambda_{\alpha 1} = \frac{Ma+Mx}{Mx} \qquad \frac{\hbar}{2\,MaE_L}$$

E_L l'énergie de la particule incidente dans le système du laboratoire,

Ma est la masse de la particule incidente,

Mx est la masse du noyau cible,

$P_k(\cos\theta)$ est le polynome de Legendre d'ordre k, θ étant l'angle entre la direction du rayonnement γ émis et la direction du faisceau,

E est l'énergie de la particule incidente dans le centre de masse.

Les quantités $g_{\alpha s \ell}$ sont reliées aux largeurs partielles par la relation :

$$g_{\alpha s \ell} = (\pm \Gamma_{\alpha s \ell})^{1/2}$$

Les déphasages $\varphi_{\alpha \ell}$, pour un potentiel de diffusion, sont définis par :

$$\varphi_{\alpha \ell} = \sum_{m=1}^{m=\ell} (\text{Arctg } \frac{\eta_\alpha}{m}) - \text{Arctg } \frac{F_{\alpha \ell}}{G_{\alpha \ell}}$$

où : $\eta_\alpha = 0,1574\ Z_\alpha\ Z_x\ (M_\alpha / E_L)^{1/2}$, et $F_{\alpha \ell}$ et $G_{\alpha \ell}$ sont les solutions régulière et irrégulière de l'équation d'onde radiale à l'extérieur de la surface nucléaire.

L'indice prime dans la formule précédente représente les termes d'interférences.

Les coefficients Z_1 de distribution angulaire, ont été tabulés par Sharp (Sh53).

Γ est la largeur totale du niveau ; elle est égale à la somme des largeurs partielles.

Lorsque la désexcitation du noyau se fait par l'émission d'un rayonnement γ, on utilise pour la matrice R une représentation mixte (Si53) dans laquelle le canal d'entrée est décrit par les nombres quantiques habituels , alors que le canal de sortie est caractérisé par le moment multipolaire du rayonnement γ et par le spin du noyau dans son état final.

Dans cette représentation, toujours au voisinage d'une résonance isolée, la section efficace est :

$$d\sigma_{\alpha_1\alpha_2} = \frac{\lambda^2 \alpha_1}{(2i+1)(2I_o+1)} \qquad \frac{1}{4\ (E-E_o)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2}$$

$$\times \sum_k \Big\{ P_k(\cos\theta)\, d\Omega \sum_{s_1} \Big[(-1)^{s_1 - I} \Big(2n \sum_{l_1} \sum_{l'_1 \geq l_1} \sum_{L_2} \sum_{L'_2 \geq} i^{l_1 - l'_1 + L_2 - \pi_2 - L'_2 + \pi'_2 - 2}$$

$$\times Z(\ell_1 J_1 \ell'_1 J_1 ; s_1 k)\, Z_1 (L_2 J_1 L'_2 J_1 ; I k)\, g_{\alpha_1 s_1 \ell_1}\, g_{\alpha_1 s_1 \ell'_1}\, g_{\alpha_2 I L_2}\, g_{\alpha_2 I L'_2}$$

$$\times \cos\left[\varphi_{\alpha_1 \ell_1} - \varphi_{\alpha_1 \ell'_1}\right])\Big]\Big\} \qquad (25)$$

où :

L_2 est la multipolarité du rayonnement γ

I le moment angulaire total du noyau final

π est la parité intrinsèque du rayonnement γ ; elle est, par définition, égale à 0 pour les transitions électriques et à -1 pour les transitions magnétiques.

CHAPITRE II

LA CAPTURE RADIATIVE DE PARTICULE ALPHA

I. - INTRODUCTION

Les niveaux ayant une grande énergie d'excitation peuvent être formés à l'aide de plusieurs réactions nucléaires.

A cause des différents mécanismes des réactions possibles et des règles de sélection qui favorisent ou interdisent certaines transitions, on atteint des niveaux à caractères quantiques différents. Les propriétés des niveaux pouvant être étudiées dépendent du mode de formation de ces niveaux et de la voie de sortie étudiée.

Il est donc intéressant d'étudier un noyau à l'aide de différentes réactions, de comparer les informations obtenues et faire une synthèse de la structure des niveaux.

Ceci nécessite l'utilisation de différentes techniques expérimentales, et l'expérience sera choisie en fonction, notamment, de l'énergie incidente que peuvent fournir les accélérateurs.

Ainsi, les niveaux des noyaux ^{32}S et ^{38}Ar ont été étudiés par des réactions de pick-up et de stripping jusqu'à une énergie d'excitation d'environ 9 MeV.

Les deux noyaux ont été également étudiés par des réactions de diffusion et de capture (p,α), (p,γ), (α,γ) et (p,p).

A l'aide des réactions (p,α) et (p,γ), les niveaux résonnants formés ont été étudiés jusqu'à environ Ex = 12 MeV, avec des protons ayant une énergie incidente inférieure à 3 MeV.

Par contre, les expériences de capture radiative (α,γ) n'avaient été étudiées que pour des énergies d'excitation inférieures à 11 MeV (pour une énergie incidente $E\alpha$ = 4,3 MeV pour le ^{32}S et $E\alpha$ = 3,6 MeV pour ^{38}Ar).

Disposant d'un accélérateur pouvant nous fournir un faisceau de particules α ayant une énergie incidente maximum de 6 MeV, nous avons choisi d'étudier les réactions de capture α entre 4 et 6 MeV, c'est-à-dire pour une énergie d'excitation dans le ^{32}S et l'^{38}Ar comprise entre 10,5 et 12 MeV environ.

1) Réaction de capture radiative

La capture d'une particule par un noyau cible produit un noyau composé. Suivant l'énergie d'excitation dans le noyau composé, celui-ci se désexcitera par une ou plusieurs voies.

Il y a résonance lorsqu'on atteint un niveau du noyau composé. Dans une région restreinte d'énergie, on peut observer des résonances isolées : c'est-à-dire des résonances dont la largeur est plus petite que l'écart entre les niveaux. Cette région est limitée, vers les basses énergies, par l'énergie de liaison de la particule dans le noyau, et vers les énergies

d'excitation élevées, d'une part par l'élargissement des niveaux, et d'autre part, par la diminution de l'écart entre les niveaux.

La simplicité du mécanisme de réaction, dans le cas où la particule incidente est un proton ou une particule alpha, fait que ces réactions sont parmi les plus souvent utilisées.

Les informations obtenues, à partir de l'étude des niveaux du noyau composé, sont : l'énergie d'excitation, la largeur totale du niveau, le moment angulaire total, la parité et la largeur partielle pour chaque voie ouverte.

Les réactions de diffusion (p, p) et (α, α) permettent de déterminer les largeurs partielles des voies de sortie de particule du niveau formé et souvent le moment angulaire total et la parité de ce niveau.

Les réactions de capture (p, γ) et (α, γ) permettent de déterminer le spin, parité et largeur partielle Γ_γ des niveaux. D'autre part, le nombre important de niveaux résonnants fortement excités permet de choisir une résonance qui décroit sélectivement par des niveaux situés à des énergies plus basses et présentant un intérêt pour des études plus particulières.

En comparant, entre elles, les réactions de capture (α, γ) et (p, γ) on peut tirer les conclusions suivantes :

- généralement le bilan énergétique des réactions (α, γ) est plus faible que celui des réactions (p, γ) et, pour former les mêmes niveaux, il faut une énergie incidente plus grande

- les sections efficaces des réactions (p, γ) sont plus grandes que celles des réactions (α, γ)

- dans les réactions (α, γ) seuls sont formés les niveaux de parité naturelle ; cette sélection n'existe pas pour les réactions (p, γ). Ceci entraîne que l'analyse des résultats obtenus dans les réactions de capture radiative (α, γ) est plus directe que celle des réactions (p, γ)

- les modes d'excitation des niveaux formés dans les réactions (α, γ) sont généralement plus complexes que ceux des niveaux formés dans les réactions (p, γ).

2) Conditions expérimentales

L'énergie incidente doit être suffisante pour que les particules α traversent la barrière de potentiel du noyau cible (pour les noyaux de ^{28}Si et de ^{34}S; la barrière de Coulomb est environ 5 MeV, et la pénétrabilité des particules α devient déjà suffisante vers 2,5 MeV).

L'énergie de liaison des neutrons dans le noyau composé doit être supérieure à l'énergie de liaison des particules α. Si cette condition n'est pas remplie, le noyau composé se désexcitera préférentiellement par neutrons. En tenant compte de la pénétrabilité des particules α, il faut que :

$$E_b(n) - E_b(\alpha) \gtrsim 5 \text{ MeV}.$$

E_b étant l'énergie de liaison.

D'autre part, les neutrons produits dans les réactions donnent, dans les spectres des rayonnements γ, un fond important s'étalant jusqu'à des énergies de rayonnement γ de 7 MeV.

De même, il est préférable que l'énergie de liaison des protons soit supérieure à l'énergie de liaison des particules α.

Dans les expériences, l'énergie des particules incidentes était inférieure au seuil des réactions (α, n) pour le ^{28}Si et le ^{34}S. En effet,

les bilans des réactions (α, n) sont respectivement Q = -8,14 MeV et Q = -4,629 MeV pour les réactions $^{28}Si\ (\alpha, n)\ ^{31}S$ et $^{34}S\ (\alpha, n)\ ^{37}Ar$.

En fait, les expériences de Wiechers (Wi67), sur la réaction $^{30}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{34}S$, et de Nahm (Na67) sur les réactions $^{36}Ar\ (\alpha, \gamma)\ ^{40}Ca$ et $^{38}Ar\ (\alpha, \gamma)\ ^{42}Ca$, ont montré qu'il n'y avait pas de changement sensible du rendement de la réaction au-dessus du seuil (α, n).

Dans les expériences de capture (α, γ), le fond dû aux neutrons provient principalement de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$. Il est donc facile de mettre en évidence les niveaux résonnants décroissant par des transitions γ d'énergie supérieure à 7 MeV. C'est le cas pour les transitions vers le niveau fondamental et le premier niveau excité pour les énergies incidentes utilisées. Ces conditions ne sont plus remplies quand le niveau résonnant décroit par l'intermédiaire de niveaux dont l'énergie d'excitation est plus grande. La mise en évidence de telles résonances est plus difficile.

II. - ETUDE DES CARACTERISTIQUES DES NIVEAUX RESONNANTS

1) Energie des niveaux résonnants

Si le bilan de la réaction est connu, l'énergie du niveau résonnant se déduit immédiatement de l'énergie de la particule incidente par la relation :

$$Ex = E\alpha \quad \frac{Mx}{Mx+ma} \quad + Q.$$

où Ex, $E\alpha$, Mx, ma et Q représentent respectivement l'énergie d'excitation du niveau résonnant, l'énergie incidente des particules α dans le système du laboratoire, la masse du noyau cible, la masse de la particule incidente, et le bilan énergétique de la réaction.

La précision sur l'énergie d'excitation du niveau résonnant dépend, d'une part des erreurs affectant le bilan énergétique Q de la réaction, et d'autre part de la mesure de l'énergie incidente des particules α.

Les valeurs numériques du bilan énergétique Q ont été tirées des tables de Mattauch (Ma64). Ces valeurs sont en accord avec les résultats expérimentaux.

Les limites expérimentales de la détermination de l'énergie incidente des particules α sont indiquées au chapitre III.

2) Spin et parité

Les mesures de distribution et de corrélation angulaires permettent la détermination du moment angulaire total du niveau résonnant. En général, ces mesures ne suffisent pas pour lever l'indétermination de la parité du niveau. Cependant, dans le cas des réactions de capture α, où seuls les niveaux de parité naturelle sont formés, la valeur du moment angulaire total détermine la parité.

L'analyse des résultats obtenus a été réalisée à l'aide des méthodes exposées par Warburton et Rose (Wa58) et par Litherland et Ferguson (Li61) ; seules sont rappelées les formules finales qui interviennent dans les calculs.

a) Distribution angulaire

Considérons un rayonnement γ émis par un niveau aligné de moment angulaire total J_i.

On considère que l'état nucléaire a une parité bien définie, et qu'il n'est pas polarisé; dans ce cas, les sous-états magnétiques sont peuplés symétriquement.

On prendra comme axe de quantification, la direction du faisceau de particules incidentes.

Si l'état de spin J_i (et de nombre quantique magnétique α) décroit par émission d'un rayonnment γ vers un état de spin J_f, la distribution angulaire du rayonnement γ est donnée par :

$$W(\theta_1) = \sum_k a_k P_k(\cos\theta_1) = \sum_k \rho_k(J_i) F_k(J_i, J_f) Q_k P_k(\cos\theta_1) \quad (1)$$

où :

θ_1 est l'angle entre la direction de l'émission et l'axe du faisceau

$P_k \cos(\theta_1)$ sont les polynomes de Legendre

Q_k sont les coefficients d'atténuation qui tiennent compte de la géométrie du détecteur et qui ont été calculés par Rose (Ro53), Q_k est donné par la formule : $Q_k = \dfrac{\int_o^\pi \varepsilon(\theta) P_k(\cos\theta) \, d(\cos\theta)}{\int_o^\pi \varepsilon(\theta) \, d(\cos\theta)}$

$\rho_k(J_i)$ est le tenseur statistique qui décrit l'alignement de l'état initial

$F_k(J_i, J_f)$ dépend spécifiquement de la transition γ et est indépendant de l'alignement nucléaire.

Les facteurs ρ_k, F_k et Q_k, dans l'équation (1), sont normalisés de façon que :

$$a_o \equiv \rho_o(J_i) F_o(J_i J_f) Q_o = 1$$

Les tenseurs statistiques $\rho_k(J_i)$ sont donnés par une somme pondérée sur les paramètres de population des $(2J_i+1)$ sous-états magnétiques.

$$\rho_k(J_i) = \sum_\alpha \rho_k(J_i, \alpha)\, P_\alpha . \qquad (2)$$

L'état n'étant pas polarisé, on a :

$$P(\alpha) = P(-\alpha).$$

$P(\alpha)$ étant la population du sous-niveau α.

On normalise les populations des sous-niveaux, pour avoir :

$$\sum_\alpha P(\alpha) = 1,$$

On a alors :

$$0 \leqslant P(\alpha) \leqslant \frac{1}{2}\,(1+\delta_{\alpha 0}).$$

En prenant $\alpha \geqslant 0$, on obtient :

$$\rho_k(J_i, \alpha) = (2-\delta_{\alpha 0})\,\frac{(J_i \alpha\, J_i -\alpha \,/\, k0)}{(J_i \alpha\, J_i -\alpha \,/\, 00)}$$

On a donc :

$$\rho_k(J_i, \alpha) = \rho_k(J_i, -\alpha)$$

$$\rho_o(J_i, \alpha) = (2-\delta_{\alpha 0})$$

$$\rho_o(J_i) = 1.$$

Les valeurs numériques des facteurs $\rho_k(J_i, \alpha)$ sont données par Poletti et Warburton (Po64).

Lorsque l'on se limite, pour la transition étudiée, aux deux multipolarités les plus basses, les coefficients $F_k(J_i, J_f)$, qui sont les coefficients de probabilité de transition, s'écrivent, δ étant le mélange des multipolarités:

$$F_k(J_i, J_f) = \frac{F_k(LL\ J_i\ J_f) - (-)^{\sigma}\ 2\delta\ F_k(LL'\ J_i\ J_f) + \delta^2\ F_k(L'L'\ J_i\ J_f)}{1 + \delta^2}$$

où : $\sigma = 0$ pour un mélange ML, EL + 1 et $\sigma = 1$ pour un mélange EL, ML + 1.

On adopte pour δ la convention de signe de Ferguson

L est la plus faible valeur permises pour la multipolarité, et L' = L + 1.

Les coefficients $F_k(LL'\ J_i\ J_f)$ sont donnés par :

$$F_k(LL'\ J_i\ J_f) = (-1)^{J_f - J_i - 1} \left[(2L + 1)(2L' + 1)(2J_i + 1)\right]^{1/2}$$

$$\times (L\ 1\ L' - 1 / k\ 0)\ W(J_i J_i\ LL',\ k\ J_f). \qquad (3)$$

$$F_k(LL'J_iJ_f) = F_k(L'LJ_iJ_f)$$

$$F_o(LL'J_iJ_f) = \delta_{LL'}.$$

La règle du triangle, pour les coefficients de Racah, impose une limite à k :

$$k \leqslant \text{min. } (2L,\ 2L',\ 2\ J_i).$$

Les coefficients $F_k\ (LL'\ J_i\ J_f)$ ont été tabulés par Ferentz.

La distribution angulaire du second rayonnement γ d'une cascade, $(J_i \rightarrow J_m \rightarrow J_f)$, est donnée par , (le premier rayonnement γ n'étant pas observé) :

$$W\ (\theta_2) = \sum_k \rho_k\ (J_i)\ U_k\ (J_i, J_m)\ F_k\ (J_m, J_f)\ Q_k\ P_k(\cos\ _2) \qquad (4)$$

Pour un rayonnement γ mélangé, en se limitant aux deux multipolarités les plus basses en valeur, on aura :

$$U_k\ (J_i\ J_f) = \frac{U_k\ (L\ J_i\ J_m) + \delta^2\ U_k\ (L'\ J_i\ J_m)}{1 + \delta^2} \qquad (5)$$

L est la plus faible valeur permise, et L' = L + 1.

Le terme $U_k\ (LJ_iJ_m)$ est égal à :

$$U_k\ (L\ J_i\ J_m) = \frac{W\ (J_i\ J_m\ J_i\ J_m\ ;\ L\ k)}{W\ (J_i\ J_m\ J_i\ J_m\ ;\ L\ 0)} \qquad (6)$$

On a :

$$U_o (L\, J_i\, J_m) = 1 \quad \text{et} \quad U_k (L\, J_i\, J_m) = U_k (L\, J_m\, J_i)$$

Les valeurs numériques des coefficients $U_k (L\, J_i\, J_m)$ sont données par Poletti (Po64).

La distribution angulaire du x^{ieme} rayonnement γ d'une cascade est :

$$W(\theta_n) = \sum_k \rho_k (J_i)\, U_k (J_i\, J_m)\, U_k (J_m\, J_n) \ldots U_k (J_x\, J_y)\, F_k (J_x J_z) \qquad (7)$$

$$\times\, Q_k\, P_k (\cos\theta_n).$$

b) Corrélations angulaires

En considérant le cas où un niveau se désexcite par émission de deux rayonnements γ en cascade :

la formule générale donnant la corrélation angulaire des deux rayonnements γ est :

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum \rho_{ko} (J_i\, J_i)\, A^K_{k1k2} (J_i, J_m, J_f, L_1, L'_i, L_2, L'_2, k) \qquad (8)$$

$$Q_{k1}\, Q_{k2}\, \delta_1^{r1}\, \delta_2^{r2}\, X^K_{k1k2}\, (\theta_1, \theta_2, \phi).$$

Dans cette formule J_i, J_m, J_f sont les moments angulaires totaux respectifs du niveau initial, du niveau intermédiaire et du niveau final.

Les coefficients A^K_{k1k2} ont été calculés par Kaye (Ka53).

ρ_{ko} est le tenseur statistique du niveau aligné.

ϕ est l'angle azimuthal entre les deux compteurs.

X est la fonction angulaire donnée par :

$$X^K_{k1k2}(\theta_1, \theta_2, \phi) = 4\pi (-1)^K Y_{k1}{}^K(\theta_1 \phi_1) Y_{k2}{}^K(\theta_2 \phi_2)$$

$$= \hat{k}_1 \hat{k}_2 \frac{(k_1-K)!\,(k_2-K)!}{(k_1+K)!\,(k_2+K)!}^{1/2} P^K_{k1}(\cos\theta_1) P^K_{k2}(\cos\theta_2) \cos K\phi . \qquad (9)$$

avec : $\hat{k}_1 = \sqrt{2k_1+1}$

Pour un niveau aligné k_1 et k_2 et K sont pairs. Les valeurs de k_1 et k_2 sont limitées par les moments angulaires et les multipolarités.

δ_1 et δ_2 sont les mélanges de multipolarité des deux rayonnements γ.

Dans le cas d'une corrélation triple ou l'un des rayonnements γ est inobservé, on introduit dans la fonction de corrélation le terme $U_k(J_i J_m)$

défini dans les distributions angulaires, avec le coefficient de mélange de multipolarité du rayonnement γ inobservé.

En se limitant au mélange multipolaire, dipolaire-quadripolaire (k_1, $k_2 \leqslant 4$) la fonction de corrélation comprend 19 équations indépendantes, les inconnues à déterminer étant les deux coefficients de mélange de multipolarité et les (I + 1) ou (2I + 1) paramètres de population, suivant que le moment angulaire total est entier ou demi-entier.

Pour déterminer les inconnues sans ambiguité, on mesure la corrélation angulaire dans plusieurs géométries ; le nombre de géométries dépend du nombre d'inconnues. La fonction angulaire est alors fonction uniquement d'un angle variable ; elle peut être développée en une somme de polynomes de Legendre et la fonction de corrélation prend la forme :

$$W^i(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos\theta).$$

Si l'analyse des résultats expérimentaux des distributions et des corrélations angulaires amène des termes d'ordre impair des polynomes de Legendre, il y a interférence entre des états de parité opposée.

Pour les réactions de capture radiative (p, γ) et (α, γ), les paramètres de population (ou tenseurs statistiques) s'expriment de façon simple dans la représentation du moment angulaire total de la voie d'entrée ; ils peuvent être facilement calculés et on peut obtenir des informations sur le mécanisme des réactions.

Dans le cas de la capture radiative de particule α par des noyaux de spin 0, la détermination du spin et de la parité est particulièrement simple.

Le spin et la parité du niveau résonnant formé sont entièrement déterminés par le moment orbital ℓ_1 de la particule α capturée. Le spin de la voie d'entrée étant nul, on a :

$$\vec{J}_1 = \vec{\ell}_1$$

J_1 étant le moment angulaire total du niveau résonnant.

La parité de ce niveau est :

$$\pi = (-1)^{\ell}$$

Dans le niveau résonnant formé, (la projection de ℓ sur l'axe de quantification étant nulle), on ne peuple qu'un sous-niveau magnétique P (0) = 1. Il en résulte que les populations et les valeurs de tenseurs statistiques ρ_k sont connues.

En ce qui concerne la détermination du moment angulaire total des niveaux résonnants, deux cas se présentent :

1) Le niveau résonnant se désexcite vers le niveau fondamental (0^+). Dans ce cas, le moment angulaire total du niveau résonnant ne peut

être que 1^- ou 2^+. En effet : les transitions électromagnétiques $0^+ \rightarrow 0^+$ sont interdites et les transitions octupolaires $3^- \rightarrow 0^+$ sont très peu probables vis-à-vis des transitions (E1) $3^- \rightarrow 2^+$ vers le premier état excité.

La mesure de la distribution angulaire des rayonnements γ suffit pour déterminer le moment angulaire total de cet état excité.

En effet, pour des moments angulaires 1^- et 2^+ on a respectivement

$$W(\theta) \simeq \sin^2\theta$$

$$W(\theta) \simeq \sin^2 2\theta$$

Grâce à ces cas particuliers simples, il est possible de déterminer le spin de résonance de très faible rendement.

2) Le niveau résonnant se désexcite vers un autre niveau excité. Dans la plupart des cas, le niveau résonnant se désexcite vers un niveau de moment angulaire et de parité connus. Dans certaines conditions, la distribution du rayonnement γ émis par le niveau résonnant suffit pour déterminer le spin de ce niveau sans ambiguité.
Cependant, dans certains cas, il est nécessaire de faire une corrélation angulaire, pour lever les indéterminations.

Dans tous les cas étudiés, il nous a suffit de mesurer les corrélations angulaires dans deux géométries. Nous avons utilisé les géométries 6 et 7 de Litherland I, définies ainsi :

géométrie 6 $\theta_1 = 90^\circ$ θ_2 = variable $\varphi = 90^\circ$

géométrie 7 θ_1 = variable $\theta_2 = 90^\circ$ $\varphi = 90^\circ$.

3) Largeurs partielles des niveaux

La relation donnant la section efficace différentielle d'une réaction nucléaire, pour une résonance isolée, dans le cas où le niveau résonnant se désexcite par l'émission d'un rayonnement γ a été donnée dans le premier chapitre.

La section efficace totale d'une réaction s'obtient par intégration sur tout l'angle solide.

Elle est égale à :

$$\sigma_{\alpha 1 \alpha 2} = \pi \lambda^2_{\alpha 1} \frac{(2J_1 + 1)}{(2i_1 + 1)(2I_o + 1)} \frac{1}{(E-E_R)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2} \sum_{s_1 \ell_1 L_2} \Gamma_{\alpha_1 s_1 \ell_1} \Gamma_{\alpha_2 I L_2} \quad (10)$$

$\Gamma_{\alpha_1 s_1 \ell_1}$ et $\Gamma_{\alpha_2 I L_2}$ étant les largeurs partielles observées.

a) Rendement d'une réaction nucléaire

Pour une énergie incidente E_α, le rendement d'une réaction est :

$$y(E_\alpha t) = n \int_{x=0}^{t} \int_{E=-\infty}^{+\infty} \int_{E_i=-\infty}^{\infty} g(E_\alpha, E_i) \omega(E_i, E, x) \sigma(E) dE \, dE_i \, dx \quad (11)$$

où :

n est le nombre d'atomes par gramme de la cible,

$\sigma(E)$ est la section efficace par atome, à l'énergie E, en cm^2.

$\omega(E_i, E, x)\, dE$ est la probabilité qu'une particule ayant une énergie incidente E_i ait une énergie comprise entre E et E + dE à une profondeur $x\,g\text{-}cm^{-2}$ dans la cible,

$g(E_\alpha E_i)\, dE_i$ est la probabilité qu'une particule dans le faisceau incident d'énergie moyenne E_α ait une énergie comprise entre E_i et $E_i + dE_i$,

t est l'épaisseur de la cible en g/cm^2.

Les calculs ont été faits en admettant que la distribution d'énergie des particules dans le faisceau $g(E_\alpha, E_i)$ est seulement fonction de l'énergie $(E_\alpha - E_i)$. C'est-à-dire, indépendante de l'énergie moyenne du faisceau.

On admet aussi que la fonction $\omega(E_i, E, x)$ décrivant la fluctuation d'énergie dépend seulement de l'énergie E_i-E et de x, la valeur absolue de l'énergie étant prise égale à l'énergie de résonance E_R. Ceci implique que le mécanisme de ralentissement de la particule incidente dans la cible ne varie pas dans la région d'énergie de la résonance.

Compte tenu de ces approximations, on peut alors écrire :

$$y(E_b, t) = n \int_{x=o}^{t} \int_{E=-\infty}^{+\infty} \int_{E_i=-\infty}^{+\infty} \sigma(E)\, g(E_b - E_i)\, \omega_{ER}(E_i, E, x)\, dE\, dE_i\, dx \qquad (12)$$

Cette équation permet de calculer la forme d'une courbe de résonance, pour une énergie incidente et une épaisseur de cible données.

La fonction g, qui représente la dispersion en énergie du faisceau incident, est une gaussiènne de largeur à mi-hauteur ΔE.

Le rendement d'une réaction est indépendant des fonctions de distribution d'énergie, il est proportionnel à :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(E)\, dE.$$

Pour une cible épaisse, le rendement au maximum de la résonance est égal à :

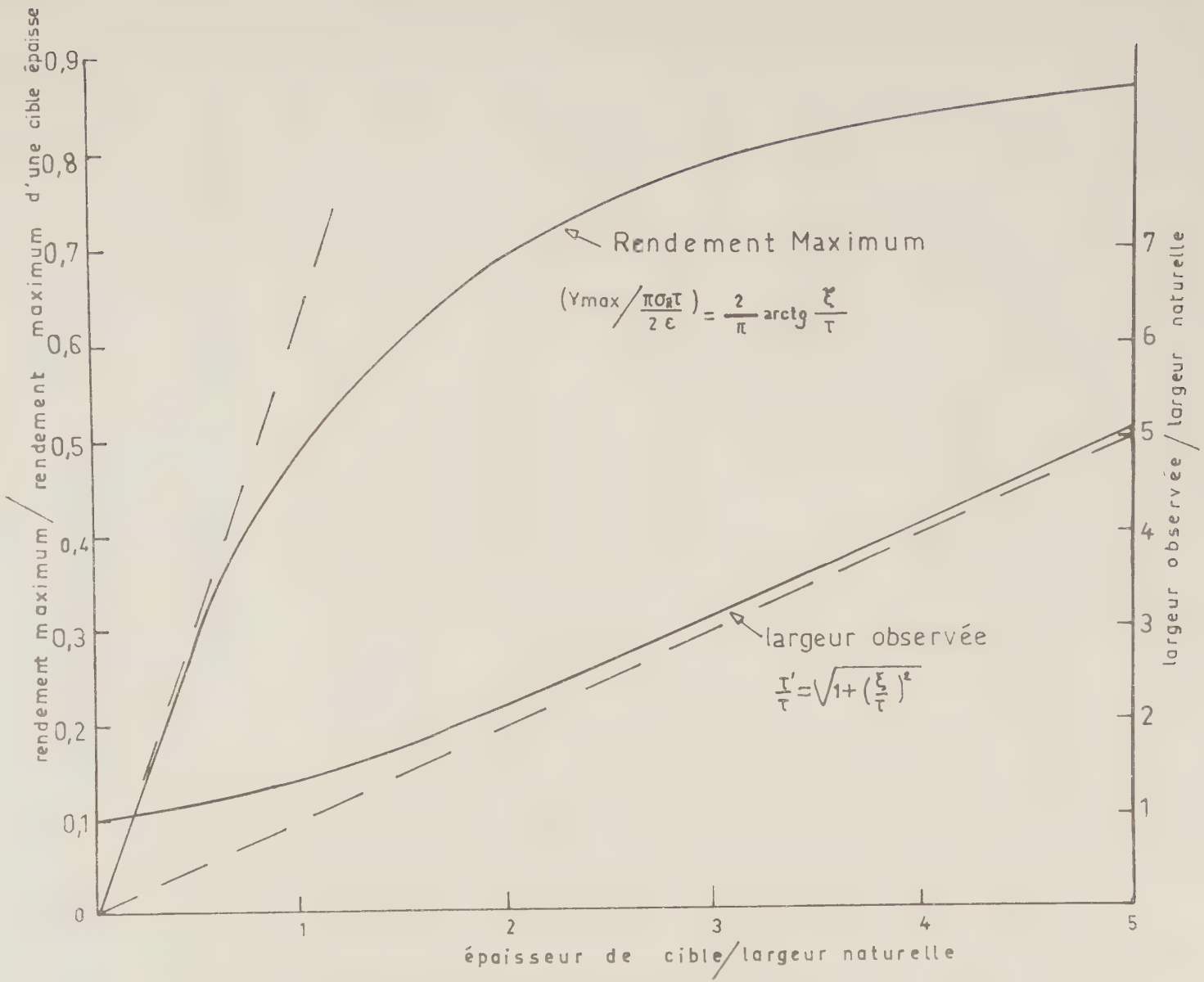
$$y(\infty, \infty) = \frac{\pi}{2} \quad \frac{n}{k} \quad \Gamma\sigma_R \qquad (13)$$

Pour une cible mince, la surface délimitée par la courbe de résonance est donnée par :

$$Y = \int_{-\infty}^{+\infty} y(E_b, t)\, d E_b \qquad (14)$$

$$Y = nt \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(E)\, dE \qquad (15)$$

La figure II_1 donne le rapport du rendement maximum cible mince-cible épaisse en fonction du rapport de la perte d'énergie dans les cibles et de la largeur du niveau.


rendement maximum / rendement maximum d'une cible épaisse
largeur observée / largeur naturelle
épaisseur de cible / largeur naturelle
Rendement Maximum
$(Y_{max} / \frac{\pi \sigma_2 \tau}{2\varepsilon}) = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\xi}{\tau}$
largeur observée
$\frac{\tau'}{\tau} = \sqrt{1 + (\frac{\xi}{\tau})^2}$
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1
2
3
4
5
6
7

$\sigma(E)$ étant la section efficace totale de Breit et Wigner, qui est égale à :

$$\sigma_R \quad \frac{(1/4)\Gamma^2}{(E-E_R)^2+(1/4)\Gamma^2} \qquad (16)$$

où $\sigma_R = \sigma(E)$ pour $E = E_R$

On pose :

$$\sigma_R = 4\pi\lambda^2\omega_\gamma / \Gamma$$

avec :

$$\omega_\gamma = \frac{(2J+1)}{(2i_1+1)(2I_o+1)} \quad \frac{\sum \Gamma_{\alpha 1\ s1\ \ell_1}\ \Gamma_{\alpha 2\ IL_2}}{\Gamma}$$

$\Gamma_{\alpha 1\ s1\ \ell_1}$ et $\Gamma_{\alpha 2\ IL_2}$ sont respectivement les largeurs partielles de formation et de décroissance du niveau résonnant.

b) <u>Détermination des largeurs partielles</u>

Des équations (13), (14) et (16), on déduit :

$$\omega_\gamma = \frac{2J+1}{(2i+1)(2I_o+1)} \frac{\sum_{s1\ell_1 L_2} \Gamma_{\alpha 1 s1 \ell_1}\ \Gamma_{\alpha 2, IL_2}}{\Gamma} = \frac{2\varepsilon}{\lambda^2}\frac{Y}{\beta} \qquad (17)$$

$\varepsilon = \frac{k}{n}$ est le pouvoir d'arrêt de la cible en ev. cm^{-2} at^{-1} ξ son épaisseur en keV.

En mesurant le rendement d'une résonance, on peut donc déterminer la valeur de $\omega\gamma$.

Dans les expériences de capture radiative (α, γ), dans le cas des noyaux pair-pair I = O, nous avons :

$$\omega\gamma = \frac{(2J+1)}{2} \quad \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma} \qquad (18)$$

Γ_α et Γ_γ : sont respectivement la largeur de formation du niveau par capture α et la largeur de désexcitation par rayonnement γ. Γ est la largeur naturelle totale du niveau, elle est définie comme la somme des largeurs partielles de niveau.

Lorsque la largeur naturelle d'une résonance est grande vis-à-vis de l'épaisseur de la cible et de la dispersion en énergie du faisceau de particules, on peut la déduire directement de la largeur observée

de la résonance, on a, dans ce cas :

$$\Gamma_{obs}^{2} = \sqrt{\Gamma_{nat}^{2} + \xi^{2} + f^{2}} \qquad (19)$$

où Γ_{obs} est la largeur observée, Γ_{nat} la largeur totale naturelle ξ l'épaisseur de la cible et f la dispersion en énergie de faisceau.

Il est possible, d'après la relation précédente, de déterminer l'épaisseur d'une cible, si l'on connaît la largeur totale naturelle du niveau. Les contaminants présents dans la cible, des dépôts en surface, et des fluctuations en énergie non négligeable du faisceau, peuvent fortement perturber une telle mesure.

On peut, en utilisant diverses réactions : (p, γ), (p, α), (α, γ)... déterminer les largeurs partielles de toutes les voies ouvertes.

Des expériences effectuées, on détermine la largeur Γ_{γ}, à l'aide de l'expression :

$$\omega_{\gamma} = \frac{(2J+1)}{2} \quad \frac{\Gamma_{\alpha}\Gamma_{\gamma}}{\Gamma}$$

Dans le domaine d'énergie utilisée dans ce travail, Γ est égale à la somme des largeurs partielles α, p, γ, à l'exclusion des neutrons, la voie neutrons étant fermée ($\Gamma_n = 0$). Les valeurs des largeurs partielles Γ_{α} et Γ_p n'étaient pas connues.

Il n'a pas été possible de déterminer les largeurs totales des niveaux resonnants, car, pour toutes les résonances Γ_{totale} est inférieure à l'épaisseur de cible.

Les quantités $(2J + 1) \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ ont été mesurées en comparant le rendement des résonances avec celui d'une résonance pour laquelle cette quantité est connue.

A partir de ces grandeurs, nous avons déterminé les limites inférieures des largeurs partielles Γ_γ en supposant $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_\alpha$ et $\Gamma_p \ll \Gamma_\alpha$.

c) Largeurs Weisskopf

Les probabilités de transition d'un niveau excité peuvent être déduites des largeurs partielles ou de la vie moyenne de ce niveau. Les probabilités de transition dépendent des fonctions d'ondes des niveaux initial et final. En connaissant les caractéristiques quantiques des niveaux, on peut calculer les probabilités de transition, les comparer avec les valeurs expérimentales et vérifier ainsi certaines hypothèses décrivant la structure nucléaire des niveaux.

Nous avons comparé les valeurs expérimentales Γ_γ obtenues aux largeurs Weisskopf.

La largeur partielle d'une transition d'ordre multipolaire L, d'énergie E_γ et de parité π, d'un niveau initial de moment angulaire J_i vers un niveau final de spin J_f est donnée par la relation :

$$\Gamma_{L\pi} = \frac{8\pi\,(L+1)}{L\left[(2L+1)!!\right]^2}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B\,(L,\pi) \quad \text{(Sk 66)} \qquad (20)$$

La probabilité réduite de transition $B\,(L,\pi)$ dépend de la structure nucléaire, et peut s'écrire :

$$B\,(L,\pi) = \frac{1}{2J_1+1}\left|\left\langle J_f \right\| M_{L,\pi} \left\| J_i \right\rangle\right|^2 \qquad (21)$$

où :

$M_{L\pi}$ est l'opérateur multipolaire caractérisant la transition.

Les éléments de matrice de l'opérateur multipolaire $\left\langle J_f \| M_{L,\pi} \| J_i \right\rangle$ peuvent être calculés lorsque l'on connaît la fonction d'onde des niveaux entre lesquels a lieu la transition.

Ces éléments de matrice ont été calculés par Weisskopf (We 51) à l'aide du modèle à simple particule.

$$B_{sp}(L, \text{élect}) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{3}{3+L}\right)^2 1.2^{2L} A^{2L/3}\left[\text{fm}^{2L}\, e^2\right] \qquad (22)$$

$$B_{sp}\,(L, \text{magn}) = \frac{10}{\pi}\left(\frac{3}{3+L}\right)^2 1.2^{2L} A^{(2L-2)/3}\left[\text{fm}^{2L-2}\, /u_o^{\,2}\right] \qquad (23)$$

Les probabilités de transitions réduites $B_{sp}(L, mag)$ sont parfois exprimées en unités $\left[fm^{2L}\ e^{2}\right]$; on a la relation :

$$B\ (L, magn)\ \left[e^{2}\ fm^{2L}\right] = 0,01106\ B\ (L, magn)\ /u_o^{2}\ fm^{2L-2}$$

On peut déduire des relations (21), (22) et (23), les largeurs de Weisskopf : (SK66), qui sont données en eV, si l'énergie E_γ est exprimée en MeV.

$$\Gamma_W\ (E1) = 6,8\ .\ 10^{-2}\ A^{2/3}\ E_\gamma^{\ 3}$$

$$\Gamma_W\ (E2) = 4,8\ .\ 10^{-8}\ A^{4/3}\ E_\gamma^{\ 5}$$

$$\Gamma_W\ (E3) = 2,2\ .\ 10^{-14}\ A^{2}\ E_\gamma^{\ 7}$$

$$\Gamma_W\ (M1) = 2,1\ .\ 10^{-2}\ E_\gamma^{\ 3}$$

$$\Gamma_W\ (M2) = 1,5\ .\ 10^{-8}\ A^{2/3}\ E_\gamma^{\ 5}$$

$$\Gamma_W\ (M3) = 6,9\ .\ 10^{-15}\ A^{4/3}\ E_\gamma^{\ 7}$$

Ces valeurs sont appelées "unités Weisskopf".

Pour les états liés, la largeur totale Γ_γ est égale à la somme des largeurs partielles $\Gamma_{L\pi}$, et elle est reliée à la vie moyenne du niveau par la relation :

$$\Gamma_\gamma . \tau = \hbar = 0,66 \ 10^{-15} \text{ eV}.$$

Si la grandeur expérimentale mesurée est la largeur totale, la comparaison avec les estimations de Weisskopf ne peut se faire que si l'on tient compte du rapport d'embranchement et du mélange de multipolarité.

Dans le cas d'une désexcitation par plusieurs transitions électromagnétiques, de mélange de multipolarité δ, la largeur partielle expérimentale Γ_{γ_i} est donnée par l'expression :

$$\Gamma_{L+1} = \Gamma_{\gamma \text{ tot}} \left[\left(1 + \frac{1}{\delta^2}\right) R \right]^{-1} \qquad (24)$$

$$\Gamma_L = \Gamma_{\gamma \text{ tot}} \left[\left(1 + \delta^2\right) R \right]^{-1} \qquad (25)$$

où :

$$R = \frac{\sum_j (\text{Intensité})_j}{(\text{Intensité})_i}$$

L'intensité d'une transition $|M^2|$ est définie par le rapport :

$$|M^2| = \frac{\Gamma_{\gamma_i}}{\Gamma_W} \quad \text{ou} \quad |M^2| = \frac{B\gamma_i}{B_{sp}} \qquad (26)$$

Si le rapport $\frac{\Gamma_{\gamma_i}}{\Gamma_W}$ est supérieur à 1, on dit que la transition est accélérée ; s'il est inférieur à 1 on dit que la transition est retardée.

III. - REGLES DE SELECTION DU SPIN ISOBARIQUE

1) Spin isobarique

La principale différence entre les nucléons est la charge. Celle-ci peut être représentée par un opérateur de charge Q et par ses états propres associés $\chi(N)$:

$$Q\chi(N) = q\chi(N)$$

La valeur propre q représente la charge et prend respectivement la valeur 0 ou 1 pour le neutron et pour le proton.

Bien qu'une telle représentation décrive correctement la charge du nucléon, il est plus pratique d'utiliser l'opérateur :

$$\tau_3 = 1 - 2Q$$

L'opérateur τ_3 est représenté par une matrice d'ordre 2, et $\chi(N)$ est une matrice colonne à 2 lignes :

$$\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad \chi(n) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \chi p = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

La valeur propre de l'opérateur τ_3 est respectivement +1 et -1 pour le neutron et le proton.

Dans l'espace des charges, $\chi(N)$ est un spineur, et on peut utiliser pour le spin isobarique le même formalisme mathématique que pour le spin ordinaire.

Dans l'espace du spin isobarique, une rotation arbitraire requiert, par analogie avec les rotations ordinaires, trois opérateurs t_1, t_2 et $t_3 = \frac{1}{2} \tau_3$, qui, dans la forme matricielle, s'écrivent :

$$t_1 = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad t_2 = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{2} i \\ \frac{1}{2} i & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad t_3 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

Les valeurs propres de l'opérateur t_3 sont égales à $\pm \frac{1}{2}$.

Ces trois opérateurs sont associés respectivement avec les rotations par rapport aux axes x_c, y_c, z_c de l'espace de charge.

En particulier, les opérateurs d'échange de charge s'écrivent :

$$t^{\pm} = t_1 \pm i\, t_2$$

et l'on a :

$$t+ \chi(n) = 0 \qquad t+ \chi(p) = \chi(n)$$

$$t- \chi(p) = 0 \qquad t- \chi(n) = \chi(p).$$

Les trois opérateurs t_1, t_2 et t_3 sont les trois composantes du vecteur t de spin isobarique le long des axes x_c, y_c, z_c de l'espace de charge. L'opérateur t^2 commute avec t_1, t_2 et t_3 et satisfait la relation :

$$t^2 \chi(N) = t(t+1) \chi(N)$$

et $t_3 \chi(N)$ peut s'écrire $= m_t \chi(\frac{1}{2} mt)$.

Dans un système comprenant plusieurs nucléons, le spin isobarique total T est défini par :

$$T = \sum_{i=1}^{N+Z} t^{(i)}$$

Ainsi, la valeur propre de T_3 est égale à la moitié de l'excès de neutrons (c'est-à-dire $\frac{1}{2}(N-Z)$ pour un noyau contenant N neutrons et Z protons.

On additionne les spins isobariques en utilisant l'addition vectorielle habituelle, et les coefficients de couplage de la théorie des moments angulaires ; par exemple, pour deux nucléons de spin isobarique $t = \frac{1}{2}$ et de projection $m_t = \pm \frac{1}{2}$ et $m_t' = \pm \frac{1}{2}$, on a quatre valeurs propres pour T^2 et T_3.

$$\chi\left(\tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2}\ T\ M_T\right) = \sum_{m_t, m_t'} \left(\tfrac{1}{2} m_t,\ \tfrac{1}{2} m_{t'} \,/\, \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2}\ T\ M_T\right) \chi_1\left(\tfrac{1}{2} m_t\right) \chi_2\left(\tfrac{1}{2} m_{t'}\right)$$

où $T = 1$, $M_T = 1, 0, -1$ et $T = 0$, $M_T = 0$ sont les seuls états isobariques "couplés possibles". M_T est la projection de T sur l'axe z_c.

Le terme $\left(\frac{1}{2} m_t, \frac{1}{2} m_{t'} \,/\, \frac{1}{2}\frac{1}{2}\ T\ M_T\right)$ est un coefficient de Clebsch-Gordon et contient toutes les règles de sélection qui limitent T et M_T aux valeurs ci-dessus.

Pour un système à plusieurs particules, les opérateurs :

$$T^{\pm} = T_1 + i\, T_2$$

sont simplement une somme des opérateurs de transfert de charge pour chaque nucléon :

$$T^{\pm} = \sum_i t^{\pm}(i)$$

Ces opérateurs transforment un état de spin isobarique $\chi(T\, M_T)$ en un état $\chi(T,\ M_T \pm 1)$, $(/\, M_T\, / \leq T)$:

$$T^{\pm}\chi(T\, M_T) = (T \pm M_T)(T \pm M_T + 1)^{1/2}\chi(T, M_T \pm 1)$$

L'application des opérateurs T + ou T - transforme un état nucléaire dans un autre état nucléaire de même nombre atomique, mais de charge différente.

2) Indépendance de charge

La fonction d'onde totale d'un nucléon est le produit des fonctions du spin isobarique et d'une fonction d'espace, de spin et des coordonnées internes. La masse et le moment magnétique du neutron et du proton n'ayant pas la même valeur, il en résulte que les fonctions d'onde internes sont certainement différentes.

L'utilisation de la fonction de spin isobarique pour distinguer l'état neutron et l'état proton n'implique pas que les deux particules aient leurs autres propriétés identiques. Le neutron et le proton sont des particules élémentaires et la représentation dans l'espace du spin isobarique n'est utile que si les fonctions d'ondes externes (dépendant de l'espace et du spin) sont identiques pour le neutron et le proton dans le noyau.

La condition suffisante pour que le proton et le neutron aient la même fonction d'onde externe dans le noyau est que T^2 commute avec l'Hamiltonien du noyau, alors T est un bon nombre quantique pour les états nucléaires.

Si l'on admet que l'interaction dans un système de nucléons peut s'écrire comme la somme des interactions nucléon-nucléon, alors, l'indépendance de charge correspond à une interaction nucléon-nucléon de la forme :

$$V_{12} = V_{12}^{\,o} + V_{12}^{\,1}\ t^{(1)}\ t^{(2)} \qquad (A)$$

où $V_{12}^{\,o}$ et $V_{12}^{\,1}$ sont les fonctions des coordonnées d'espace et de spin pour les deux nucléons. Le premier terme est relié aux forces de Wigner et Bartlett, et le second aux forces de Heisenberg et Majorana . Le second terme a pour conséquence d'une part de déplacer les niveaux et de lever une dégénérescence, et d'autre part d'introduire des mélanges de configurations. En fait, il faut aussi tenir compte de l'interaction coulombienne qui a la forme :

$$V_{12}^{\,C} = e^2 \left(\frac{1}{2} - t_3^{(1)}\right)\left(\frac{1}{2} - t_3^{(2)}\right) r_{12}^{\,-1}$$

$V_{12}^{\,C}$ ne commute pas avec T^2, comme ce serait le cas si l'interaction était indépendance des charges. L'évidence expérimentale pour une interaction de la forme (A) est établie dans la mesure où l'on fait les corrections pour les effets coulombiens et la différence de moments magnétiques.

La possibilité d'une interaction nucléaire dépendant de la charge a été envisagée, mais une justification expérimentale complète de l'existence de telles interactions est incertaine à cause des interactions coulombiennes.

3) Impuretés de spin isobarique

Nous admettrons que les impuretés de spin isobarique viennent uniquement de l'interaction coulombienne.

L'interaction coulombienne entre deux nucléons est nulle, sauf si elle a lieu entre deux protons. Dans la notation du spin isobarique, l'interaction coulombienne s'écrit :

$$V_{12}^{C} = \frac{e^2}{r_{12}} \left\{ \left[\left(\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\, t^{(1)} \cdot t^{(2)} \right] + -\frac{1}{2} \left[t_3^{(1)} + t_3^{(2)} \right] + \left[t_3^{(1)} t_3^{(2)} - \frac{1}{3} t^{(2)} \right] \right\}$$

Le premier terme est un scalaire dans l'espace du spin isobarique et commute avec T^2 ; ce terme conserve le spin isobarique.

Ce sont les deuxième et troisième termes qui donnent le mélange entre états de spin isobarique différent . Pour déterminer dans quelle mesure le spin isobarique est un bon nombre quantique, si les forces nucléaires sont indépendantes de la charge, il faut déterminer la nature et l'importance de cette perturbation.

Si l'on considère l'interaction coulombienne comme une perturbation, les états nucléaires sont les fonctions propres du spin isobarique total T^2, pour une interaction nucléaire indépendante de la charge. Un des effets de l'interaction de Coulomb sera de mélanger dans un état $\psi_o(T)$ de spin isobarique T, une amplitude $a^{\nu}(T')$ d'un état $\psi_{\nu}(T')$ ayant même spin et même parité, mais un spin isobarique $T' \neq T$.

$$\psi_o = \psi_o(T) + \sum_{u \neq 0} b_u(T)\, \psi_u(T) + \sum_{\nu,\, T' \neq T} a^{\nu}(T')\, \psi_{\nu}(T') \qquad (B)$$

$$a^{\nu}(T') = \langle \psi_{\nu} / V^C / \psi_o \rangle (E_o - E)^{-1}$$

Dans l'équation (B) le deuxième terme est le mélange d'états de même T, et conduit à une distortion des états nucléaires. Le dernier terme est le mélange d'états de spin isobarique différent .

Une autre approche du problème est basée sur le fait que les protons et les neutrons, dans des orbites équivalentes, ont des fonctions d'ondes asymptotiques différentes. L'intégration dans l'équation (B) est limitée à la région finie de l'espace où il y a interaction nucléaire : on introduit un opérateur de surface L qui impose les conditions aux limites à la surface de ce volume :

$$L = \sum_c / c \rangle \frac{\hbar^2}{2 m_c a_c}\, \delta(r_c - a_c) \left[S_c + i P_c - B_c \right] \langle c /$$

a_c est la portée des forces nucléaires, r_c la portée des forces coulombiennes et B_c la dérivée logarithmique d'une fonction de P_c et S_c.

On a alors :

$$a_\nu(T') = \langle \varphi_\nu / V^C - L / \varphi \rangle_o^{a'} (E_o - E_\nu)^{-1}$$

Le terme de surface est important à cause du caractère à longue portée des forces de Coulomb. Robson (Ro 66) a montré qu'il est possible de choisir le volume limité par $r_c = a_c$, de façon que $\langle \varphi_\nu / V_c / \varphi_o \rangle_o^{ac}$ soit petit par rapport à la contribution de la surface.

4) Règles de sélection du spin isobarique

Considérons un niveau isolé du noyau composé de spin isobarique T ; la formation et la décroissance de ce niveau doivent satisfaire les règles de sélection de l'addition vectorielle :

$$T_t + t = T = T_r + t' \qquad (C)$$

si on suppose l'indépendance de charge dans les mécanismes de formation et de décroissance du niveau.

Cette règle est encore valable si les résonances qui interfèrent ont le même spin isobarique. Elle est également valable si les résonances ont des spins isobariques et des spin et parité différents. Dans le cas où les résonances ont même spin et parité, mais des spins isobariques différents, alors la règle de sélection (C) ne s'applique plus à cause du mélange de spin isobarique entre les niveaux.

5) Règle de sélection pour les transitions radiatives

L'interaction entre le champ électromagnétique et le noyau peut être représentée, dans l'approximation non relativiste, par l'Hamiltonien :

$$H_I = -\sum_{i=1}^{A} \left\{ \frac{e}{Mc} \; p\, A(r_i) \left(\frac{1}{2} - t_3^{(i)} \right) + /u_p \left(\frac{1}{2} - t_3^{(i)} \right) + /u_n \left(\frac{1}{2} + t_3 \right) \sigma_i \; xA(r_i) \right\}$$

P_i moment du premier nucléon,

$A(r_i)$ vecteur potentiel du champ électromagnétique à la position x_i du nucléon,

$/u_m$ et $/u$ moments magnétiques du proton et du neutron,

$\sigma^{(i)}$ matrice spin de Pauli

t_3 composante du spin isobarique.

Si les forces sont indépendantes des charges, le spin isobarique total est une constante du mouvement, et à chaque état nucléaire stationnaire, on peut attribuer une valeur propre de T^2 égale à : $T(T+1)$.

Considérons l'élément de matrice :

$$\langle \alpha' J' T' \; , \; H \; , \; \alpha \; J \; T \rangle$$

existant entre deux états de moments angulaires J et J', et des spins isobariques T et T', α et α' indiquent tous les autres nombres quantiques caractérisant les états.

L'Hamiltonien peut s'écrire :

$$H_I = H_o + H_T = H_o + \sum_i f_i \cdot t_3^{(i)}$$

H_o est la partie de l'Hamiltonien indépendante du spin isotopique, dans l'espace du spin isobarique H_o se transforme comme un scalaire et H_T comme la troisième composante d'un vecteur. Les éléments de matrice H_o s'annulent sauf pour T = T').

En considérant HT comme un opérateur vectoriel , celui-ci s'annule sauf si :

$$T - T' = 0 ; \pm 1$$

Dans le cas des transitions électriques dipolaires, le terme H_o ne donne pas de contribution à l'élémemt de matrice car il représente la contribution d'un système de particules ayant chacun une charge e/2.

En considérant la dépendance de l'élément de matrice par rapport à la composante z du spin isotopique, on obtient pour le terme $\sum_i f_i \, t_3^{(i)}$:

$$\langle \alpha \; J \; T \; T_3 \; / \; K_Z \; / \; \alpha' \; J' \; T \; T_3 \rangle = \langle \alpha \; T \; // \; K_Z \; // \; \alpha' \; T \rangle \; T_3$$

Si T = 0, le deuxième membre de l'expression précédente s'annule. (Ra 52)

On obtient donc une nouvelle restriction pour les transitions dipolaires électriques : elles sont interdites entre deux niveaux de spin isobarique T = 0 (ceci en l'absence d'interaction coulombienne).

Dans les noyaux 4n, qui sont auto-conjugués, les niveaux résonnants et les niveaux faiblement excités entre lesquels nous avons les transitions γ, ont un caractère T = 0 prédominant, dans le cas où le spin isobarique est encore un bon nombre quantique pour les niveaux fortement excités. Si l'interdiction des transitions E_1 est suffisamment importante, l'intensité de ces transitions sera plus faible que l'intensité des transitions E_2 qui ne sont pas interdites.

Nous donnons dans le tableau I les valeurs moyennes de M^2 des transitions pour $20 < A < 40$ (Sk66).

			20 ≤ A ≤ 40	
	Transition et règle de sélection de T		Nombre de cas	Intensité moyenne U.W.
1	E1	A = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 1$ A ≠ 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0, 1$	60	0,0015
2	E1	A = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0$ T – Interdites	19	0,00018
3	E2	A = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0$ A ≠ 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0, 1$	87	1,5
4	E2	A = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 1$	3	0,44
5	E3	Toutes transitions	8	6,3
6	M1	A = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 1$ T - Favorisée	16	0,20
7	M1	A ≠ 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0; 1$	64	0,078
8	M1	A = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0$ T - Interdites	12	0,0088
9	M2	A = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 1$ A ≠ 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0; 1$	8	0,087
10	M2	Δ = 2Z $\quad \lvert\Delta T\rvert = 0$ T - Interdites	3	0,067
11	M3	Toutes transitions	4	0,36

Dans l'étude des réactions (α, γ) la détermination des intensités des transitions apporte des informations sur la validité des règles de sélection du spin isotopique.

Les règles de sélection des transitions magnétiques dipolaires ont été données par Morpurgo (Mo58). Les transition T = 1 dans les noyaux auto-conjugués sont favorisées parce que les contributions de spin du proton et du neutron s'ajoutent. Par contre, les transitions T = 0 sont ralenties, car les contributions du moment magnétique du proton et neutron se sous-traient.

Le facteur d'interdiction est en moyenne 80. Pour les noyaux légers ($A < 20$), le facteur est égal à 136, il diminue lorsque la masse atomique des noyaux augmente, et est égal à 23 pour $A > 20$.

Les résultats expérimentaux confirment en général ces règles. Cependant, dans certains cas, on observe des violations de ces règles, qui peuvent être expliquées par des mélanges de spin isobarique, ou d'autres phénomènes.

IV. - VIE MOYENNE

Un aspect intéressant des réactions (α, γ) est la possibilité de déterminer les probabilités de transition des niveaux intermédiaires en mesurant la vie moyenne de ces niveaux par la méthode de déplacement Doppler.

On sait que cette méthode s'applique pour des vies moyennes comprises entre 10^{-9} s et 5.10^{-15} s. Il n'est donc pas possible de déterminer, par cette méthode, les vies des niveaux résonnants, qui sont inférieures à 10^{-15} s. Par contre, il peut être possible de déterminer la vie des niveaux d'énergie plus basse lorsqu'elle est comprise dans ces limites.

Le développement de la technique des détecteurs Ge (Li) a rendu cette méthode courante pour les mesures de vies moyennes, alors qu'auparavant elle ne pouvait s'appliquer qu'à quelques cas. La vie moyenne nucléaire est comparée au temps de ralentissement du noyau de recul.

L'énergie E de la radiation γ émise par le noyau formé à l'instant $t = 0$ et se déplaçant après avec la vitesse $v(t) = c\beta(t)$ est donnée par :

$$E = E_o \left[1 + \beta(t) \cos\theta\right] \qquad (27)$$

pour $\beta(t) \ll 1$.

E_o est l'énergie de la radiation γ pour le noyau au repos (c'est l'énergie de la transition), et θ est l'angle d'émission du rayonnement γ par rapport à la direction de recul. Si le noyau de recul est ralenti et stoppé dans un matériau, alors l'énergie moyenne du rayonnement γ sera :

$$E_\gamma = E_o \left[1 + \beta (0) F(\tau) \cos \theta \right] \qquad (28)$$

où :

$F(\tau)$ est le coefficient d'atténuation compris entre 0 et 1 ; il peut être exprimé par :

$$F = \frac{\lambda}{\beta (0)} \int_o^\infty \beta (t)\, e^{-\lambda t}\, dt \qquad \lambda = \tau^{-1} \qquad (29)$$

où :

τ est la vie moyenne du niveau si la diffusion du noyau de recul est négligeable, ce qui est généralement le cas.

Le temps de vie d'un niveau peut être déterminé si $F(\tau)$ diffère sensiblement de 0 et 1 ; si ce n'est pas le cas, on ne peut donner qu'une limite de temps de vie.

La méthode par déplacement Doppler consiste à mesurer le coefficient F pour un matériau donné, ou à déterminer une relation entre les valeurs de F pour différents matériaux. Le coefficient F dépend du rapport de la vie moyenne au temps de ralentissement du noyau dans le ma-

tériau ; la connaissance de ce dernier permet de déterminer λ à partir de la mesure du coefficient F. Le parcours du noyau de recul dans un matériau est égal à $R = \alpha\ C\ \beta\ (t)$, où α représente le temps de ralentissement, (temps pour que la vitesse décroisse de e^{-1} par rapport à sa valeur initiale).

Alors : $F = \frac{\lambda\ \alpha}{1+\lambda\ \alpha}$ où $\lambda\alpha = \frac{F}{1 - F}$

Lorsque la vitesse du noyau de recul est faible, le ralentissement, par interaction nucléaire, devient important par comparaison au ralentissement par interaction électronique. Dans ce cas, l'expression du coefficient F est plus complexe.

La valeur de F peut être déterminée par la mesure de l'énergie du rayonnement γ pour deux valeurs de l'angle θ :

$$F = \frac{\Delta\ E}{E_o\ \beta\ (0)\ (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)} \qquad (30)$$

$\Delta\ E = E_\gamma\ (\theta_1) - E_\gamma\ (\theta_2)$, θ_1 et θ_2 étant les deux angles de détection du rayonnement γ.

$\beta\ (0)$, donné par l'étude de la cinématique de la réaction correspond au déplacement Doppler maximum. Le déplacement maximum est obtenu pour des vies très courtes par rapport au temps de ralentissement.

La détermination du temps de ralentissement et des changements de direction du noyau de recul est limitée par la mauvaise connaissance des processus de perte d'énergie et de diffusion des ions lourds dans la matière.

Les travaux de Lindhard (Li63) décrivent les processus qualitativement, mais on ne sait pas si cette méthode est applicable aux faibles vitesses ($v/c < 0,5$ %). D'autre part, des fluctuations de 20 % ont été observées pour des ions de grande énergie (v/c = 1 à 6 %), par rapport aux valeurs de perte d'énergie prévues.

Pour les mesures de vies moyennes par cette méthode, les réactions de capture radiative ont les avantages suivants :

- le noyau de recul est dans la direction du faisceau incident. L'équation(27) se simplifie puisqu'à l'angle de 90^{o} l'énergie de la transition est égale à l'énergie du rayonnement γ $E_{\gamma} = E_{o}$ et à l'angle 0^{o}

$$E_{\gamma} = E_{o} \left[1 + \beta (0) F \right] \qquad (31)$$

Le déplacement Doppler est donc maximum entre les angles 0^{o} et 90^{o}.

D'autre part, l'énergie incidente de la particule se transmet entièrement au noyau de recul.

CHAPITRE III

TECHNIQUES ET METHODES EXPERIMENTALES

Pour étudier les niveaux résonnants formés dans les réactions nucléaires, il est possible d'utiliser différentes méthodes. Si l'intérêt de l'étude porte principalement sur les niveaux résonnants et le mécanisme de réaction, on étudiera les particules émises par les niveaux résonnants.

Si l'on veut aussi étudier les niveaux d'énergie plus basse, dans le noyau composé, on étudiera les transitions électromagnétiques des niveaux résonnants.

Dans les deux cas, les techniques expérimentales utilisées seront différentes.

Dans ce chapitre sont exposées les techniques et méthodes expérimentales utilisées pour étudier les transitions électromagnétiques des niveaux résonnants. L'utilisation des détecteurs semi-conducteurs au Germanium compensés au Lithium améliore la précision des mesures et ouvre de nouvelles possibilités pour ce type d'expérience. Les méthodes d'analyse des résultats seront décrites.

I. - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

1) Dispositif expérimental

Les sections efficaces des réactions de capture radiative (α, γ) étant faibles, il est nécessaire d'utiliser des faisceaux intenses. Pour ne pas deteriorer trop rapidement les cibles, il faut éviter un trop grand échauffement au point d'impact du faisceau.

La boîte à cible, en acier inoxydable, est munie d'un dispositif permettant sa rotation autour de l'axe du faisceau. Les plans de ce dispositif nous ont été donnés par Langevin (IPN Orsay). Une commande, extérieure à la boîte, permet de faire varier le rayon de rotation de 0 à 2 cm. Ce mouvement de la boîte a diminué l'échauffement de la cible dû à l'impact du faisceau des particules incidentes.

La cible était refroidie, soit par un jet d'air comprimé dans le cas des cibles de silicium, soit par une circulation d'eau dans le cas des cibles de sulfure de cadmium. Ce dispositif a permis d'utiliser des faisceaux d'une intensité de 10 /uA dans le cas du Silicium et de 5 /uA dans le cas du sulfure de cadmium, sans détériorer sensiblement les cibles durant des mesures de 1 à 2 jours. Il était toutefois nécessaire d'éviter de focaliser fortement le faisceau sur la cible : pour cela, la focalisation maximum était faite sur un quartz placé à un mètre de la cible, et le point d'impact sur la cible était de quelques mm^2.

Un autre avantage du dispositif à cible tournante consiste à minimiser l'épaisseur du dépôt de carbone qui est très gênant dans ces expériences : d'une part, nous avons vu qu'il introduit une incertitude sur l'énergie des résonances et d'autre part, les sections efficaces de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$ sont très grandes, plusieurs dizaines de mb/sr. (Sp63). Cette réaction induit de nombreuses résonances (n, n') donnant des rayonnements γ d'énergie faible ; pour une énergie des particules incidentes supérieures à 5,2 MeV apparaissent les rayonnements γ de l'^{16}O, et principalement le rayonnement de 6,13 MeV, dix à cent fois plus intense que les rayon-

nements γ des réactions étudiées. Il est donc important de réduire le plus possible le dépôt de carbone.

La bonne définition du faisceau de particules incidentes a permis de supprimer tout diaphragme ; ce qui éliminait une "source" de neutrons supplémentaire.

Notons que l'utilisation d'une trappe à azote liquide sur le canal d'amenée du faisceau, ainsi qu'un piègage des pompes primaires et des pompes à diffusion permet de diminuer sensiblement l'importance du dépôt de carbone.

2) Caractéristiques des cibles

^{28}Si : Les cibles de ^{28}Si ont été préparées par évaporation sous vide, à l'aide d'un canon à électrons. Ces cibles, d'une épaisseur de 15 à 20 $\mu g\,cm^{-2}$, ont été déposées sur un support épais de cuivre électrolytique, pour obtenir une bonne évacuation de la chaleur. Afin d'éliminer les impuretés déposées en surface, le support de cuivre était nettoyé dans une solution d'amoniaque et d'eau oxygénée, puis rincé dans l'eau distillée.

Nous avons tout d'abord utilisé du silicium naturel, puis, pour éliminer les résonances dues à la réaction ^{30}Si (α, γ) ^{34}S, et les neutrons dus à la réaction ^{30}Si (α, n), nous avons utilisé du ^{28}Si enrichi à plus de 98 %, provenant de Oak Ridge.

^{34}S : Les premières fonctions d'excitation ont été faites avec des cibles de soufre naturel, sous forme de ZnS, évaporé, sous vide, sur un support de cuivre épais. Malgré la faible teneur en ^{34}S (4,18 %), la plupart des résonances mises en évidence correspondaient à la réaction $^{34}S(\alpha,\gamma)^{38}Ar$.

Nous avons ensuite utilisé des cibles de ^{34}S enrichies à 60 %.

La faible température d'évaporation éliminait la possibilité d'utiliser des cibles de soufre autrement que sous la forme d'un composé chimique. Nous avons essayé plusieurs cibles de CuS, fournies par AERE Harwell, déposées sur cuivre épais ; probablement à cause d'une pénétration importante dans le support, ces cibles étaient beaucoup trop épaisses. Nous avons donc choisi des cibles de CdS, fournies par AERE Harwell, déposées sur cuivre, bien que le cadmium, qui a de grandes sections efficaces de capture de neutrons, donne de nombreux rayonnements γ dont l'énergie atteint environ 7 MeV.

3) Détecteur semi-conducteur au Germanium compensé au Lithium

Pour étudier les schémas de désintégration et mesurer les rapports d'embranchements, nous avons utilisé une jonction au germanium compensée au lithium. Malgré une efficacité plus faible que les scintillateurs NaI, à cause de leur haute résolution en énergie, et parce qu'ils sont moins sensibles aux neutrons du fond, ces détecteurs permettent de mettre en évidence des rayonnements γ qui sont difficilement visibles avec un détecteur NaI.

La jonction Ge (Li) utilisée*, de type coaxiale, avait un volume actif de 80 cm^3. Les impulsions issues de ce détecteur étaient amplifiées par une chaîne à haute résolution. La résolution en énergie obtenue était comprise entre 5 et 6 keV pour les rayonnements de 1,17 et 1,33 MeV du ^{60}Co. Dans les conditions de l'expérience, où le taux de comptage était plus élevé, la résolution en énergie était de 10 keV pour des rayonnements γ de l'ordre de 2 MeV, elle atteignait une vingtaine de keV pour des rayonnements γ de 10 MeV.

Après amplification, les impulsions étaient analysées par un sélecteur d'amplitude multicanaux, (2000c).

L'étalonnage en énergie de la jonction Ge (Li) a été réalisé en utilisant les rayonnements γ, d'énergie connue, obtenus, d'une part, par des sources radioactives (^{60}Co, ^{22}Na, ^{88}Y), et d'autre part, à l'aide de réactions nucléaires : (résonance à 3,753 MeV de la réaction $^{28}Si\ (\alpha,\gamma)\ ^{32}S$ (Ve67), nombreuses résonances de la réaction $^{13}C\ (\alpha,n)\ ^{16}O$. Ceci permettait d'obtenir un étalonnage portant sur une grande gamme d'énergie (de 1 à 11 MeV).

Toutefois, si l'énergie des rayonnements γ produits par les sources radioactives est définie au millième près, il n'en est pas de même pour l'énergie des rayonnements γ produits dans les réactions nucléaires. La variation d'énergie par effet Doppler peut atteindre plusieurs dizaines de keV pour des rayonnements γ de 10 MeV.

* Détecteurs fabriqués par la Société Lasco.

Pour le calibrage, la jonction était placée à 90^{o} par rapport à la direction du faisceau, angle pour lequel il n'y a pas de déplacement Doppler, ce qui a permis d'obtenir un calibrage en énergie à quelques keV près. Par contre, les spectres en jonction ont été faits en plaçant la jonction à 55^{o} (angle pour lequel le terme en P_2 (cosθ) s'annule dans la fonction de distribution), et très près de la cible afin d'éviter les erreurs dues à la distribution angulaire des rayonnements γ, la détermination de l'énergie des rayonnemments γ était alors perturbée par l'élargissement et le déplacement des pics dus à l'effet Doppler. La précision atteinte par l'énergie des rayonnements γ était de l'ordre de 10 keV.

Dans le but de déterminer les rapports d'embranchements, nous avons mesuré l'efficacité de la jonction utilisée. La jonction étant de type coaxiale, il était nécessaire de conserver, pour cette mesure, la disposition cible-jonction utilisée au cours des expériences.

Nous avons utilisé la réaction $^{26}Mg\ (p,\gamma)\ ^{27}Al$, étudiée par Van der Leun (Va67) ; la résonance à Ep = 1733 keV dont les rapports d'embranchement sont connus, donne de nombreux rayonnements γ d'énergie comprise entre 1 et 10 MeV.

La mesure répétée plusieurs fois, en enregistrant le spectre obtenu pour une charge de 2.10^{5} /uC, a permis de déterminer des courbes d'efficacité correspondant au pic d'absorption totale et aux deux pics de paires. Ces courbes ont, ensuite, été normalisées en utilisant des sources radioactives étalonnées de ^{60}Co, ^{22}Na et ^{54}Mn, ces sources étant mises à la place de la cible, pour conserver la même géométrie (Fig. III_1).

Compte tenu de l'erreur statistique dans chacun des pics, des variations possibles de géométries entre les mesures avec cible et

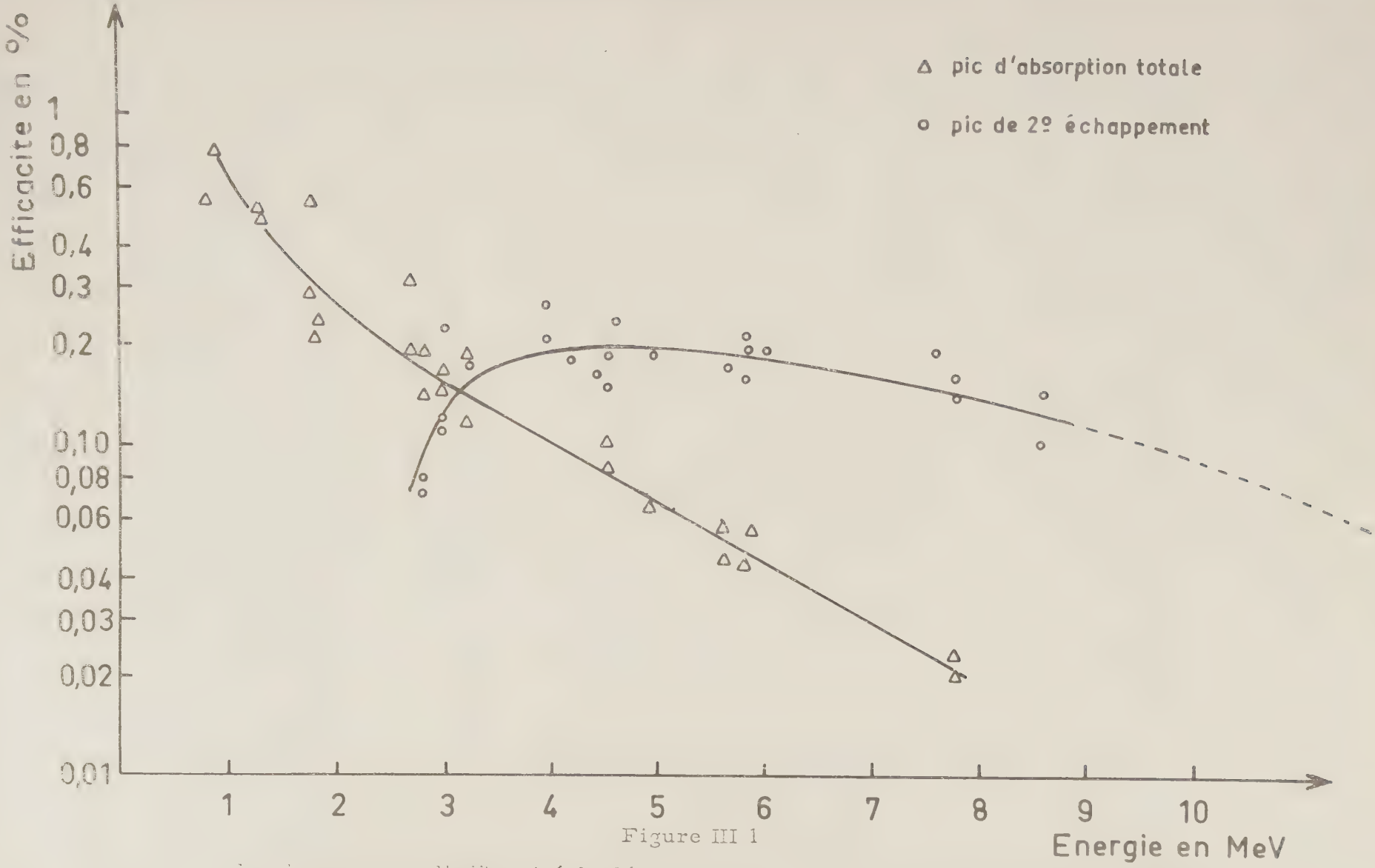


Figure III 1

Courbes donnant l'efficacité du détecteur Ge-Li utilisé en fonction de l'énergie des rayonnements γ

avec sources, du fait que les points de normalisation sont tous groupés à des énergies inférieures à 2 MeV, nous estimons que l'erreur sur l'efficacité absolue est de l'ordre de 30 %, alors que l'erreur sur l'efficacité relative ne dépasse pas 15 %.

4) Scintillateurs NaI et électronique associée

Pour mesurer les fonctions d'excitation, les distributions angulaires et les corrélations angulaires, nous disposions de deux détecteurs à scintillation (scintiblocs NaI, 12,5 x 12,5 cm). L'un des détecteurs était fixe, placé verticalement à un angle de 90° par rapport à la direction du faisceau et à une distance de 14 cm de la cible ; l'autre, placé dans le plan horizontal, était mobile ; un dispositif mécanique permettait de changer la distance cible-détecteur et de varier l'angle du détecteur mobile par rapport à l'axe du faisceau. Le compteur mobile était blindé par des anneaux de plomb de 5 cm d'épaisseur.

Le schéma de l'appareillage électronique associé à ces détecteurs est donné par la figure III_2.

Les mesures des fonctions d'excitation et des distributions angulaires étaient effectuées en enregistrant les impulsions de dynode, après un amplificateur linéaire, à l'aide d'un sélecteur d'amplitude multicanaux (400 c) (fig. III_3). D'autre part, les impulsions sélectionnées par des fenêtres placées en parallèle à la sortie de l'amplificateur étaient comptées par des échelles.

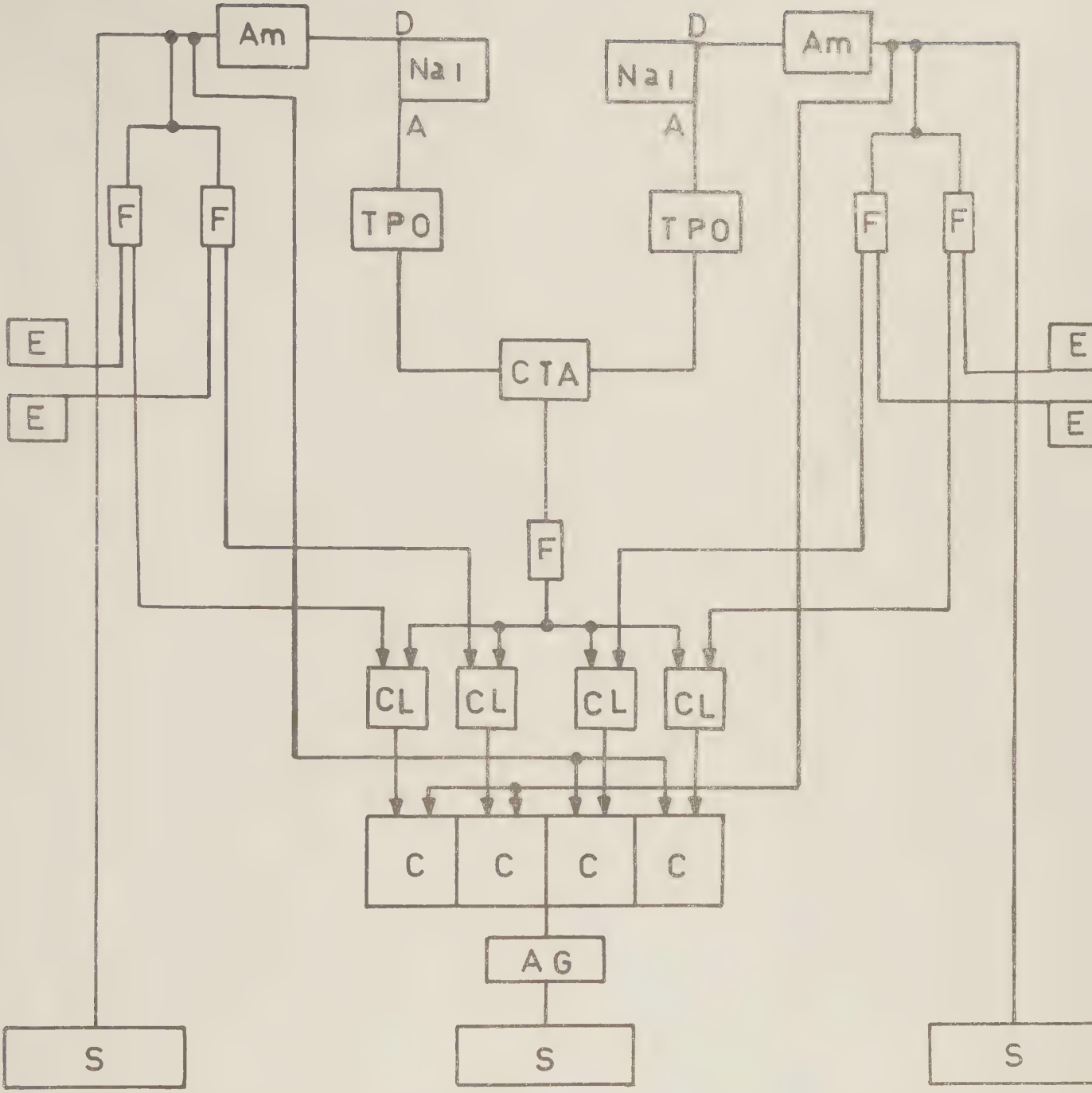


Figure III 2

Dispositif électronique utilisé dans les mesures de corrélations angulaires Am : Amplificateur linéaire - T.P.O. : Time-Pick Off - C.T.A. : convertisseur temps-amplitude - C.L. : coïncidences lentes - F. : fenêtres - E : échelles - C : convertisseur analogique-digital - A.G. : aiguilleur à quatre voies - S : sélecteur d'amplitude multicanaux.

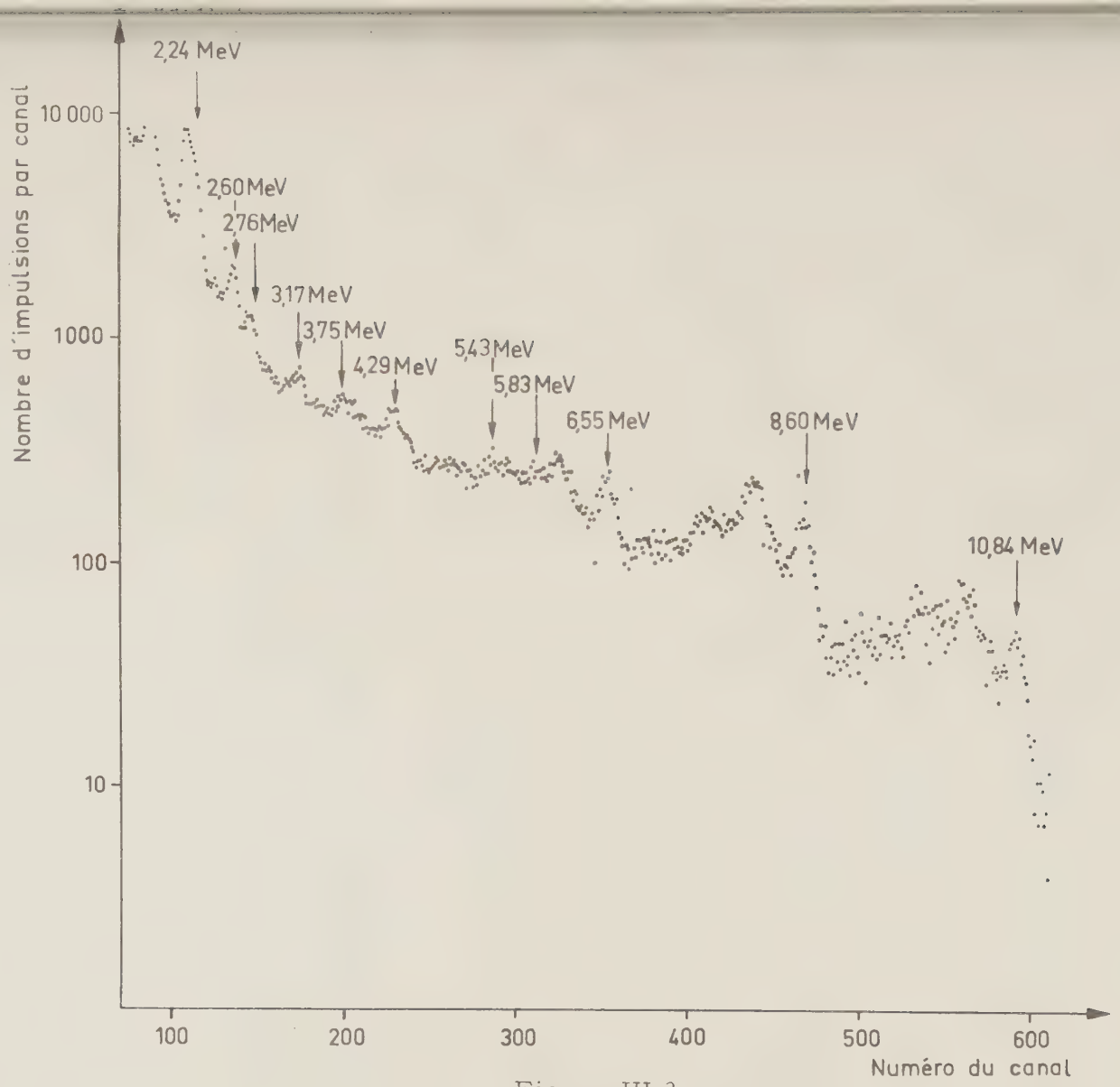


Figure III 3

Spectre des rayonnements γ obtenus avec un détecteur NaI (12, 5 x 12, 5 cm) à la résonance E_{α} = 4, 449 MeV de la réaction $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$

Pour les mesures de corrélations angulaires, nous avons utilisé un système classique de coïncidences "lent-rapide". L'information temps, prise sur l'anode des photomultiplicateurs, est envoyée dans un convertisseur temps-amplitude. A la sortie du convertisseur, nous avons placé une fenêtre sur le pic de coïncidences promptes.

Les impulsions issues de cette fenêtre étaient mises en coïncidence, dans quatre circuits lents, avec les impulsions issues des deux fenêtres placées sur la voie linéaire de chaque détecteur permettant des sélections d'énergie.

Les impulsions de sortie des circuits à coïncidences lentes déclenchaient les analyseurs d'amplitude multicanaux sur lesquels étaient envoyées les voies linéaires des détecteurs NaI.

La disposition des détecteurs permettait d'étudier les corrélations dans les géométries VI et VII de Litherland I. Avec le dispositif électronique utilisé, nous mesurions simultanément la corrélation angulaire dans les deux géométries.

La mise au point du circuit de coïncidences a été faite avec une source de ^{22}Na. L'augmentation du gain des photomultiplicateurs nous rapprochait des conditions de l'expérience cependant, nous avons constaté un déplacement de la courbe de résolution en fonction de l'énergie des rayonnements γ. Ce fait nous a incité à utiliser un convertisseur temps-amplitude, ce qui nous permettait d'ajuster la fenêtre sur le pic de coïncidences promptes. Nous avons choisi une base de temps pour le convertisseur de 200 ns, et une largeur pour la fenêtre de 120 ns. Nous avons vérifié que, dans ces conditions, le taux de coïncidences fortuites était négligeable.

5) Traitement des informations

Pour l'acquisition des données en temps réel, on a utilisé l'ordinateur IBM 1800.

La connection entre les appareils de mesure et l'ordinateur était faite par l'intermédiaire d'"ESTER" (unité d'entrée-sortie en temps réel). Tous les programmes d'acquisition et de traitement des informations ont pu être appelés à partir d'ESTER (Ze68).

Pendant la mesure, les spectres étaient enregistrés dans la mémoire de l'ordinateur, puis, à la fin de la mesure, transférés sur disque.

Les spectres étaient traités à partir du disque ; nous pouvions ainsi :

- additionner ou soustraire plusieurs spectres,
- sommer le nombre de coups dans différents intervalles d'énergie,
- tracer les spectres avec le traceur adjoint à l'ordinateur,
- sortir les résultats sur imprimante.

L'utilisation de l'ordinateur a facilité le traitement des données.

II. - METHODES EXPERIMENTALES

1) Détermination de l'énergie des résonances

Les expériences ont été réalisées à l'aide du faisceau de particules α fournies par les accélérateurs Van de Graaff 4 MV et 6 MV du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg. Pour déterminer avec précision l'énergie des résonances, il est nécessaire de connaître exactement le calibrage en énergie de l'accélérateur. Pour cela nous avons utilisé différents points de calibrage : la résonance à 3199,8 ± 1,0 keV de la réaction $^{24}Mg\ (\alpha,\gamma)\ ^{28}Si$ (Ry64), les résonances à 2904 ± 4 keV et 3753 ± 8 keV de la réaction $^{28}Si\ (\alpha,\gamma)\ ^{32}S$, (Sm64 et Ve67), et les résonances à 3116 ± 5 keV et 3161 ± 5 keV de la réaction $^{34}S\ (\alpha,\gamma)\ ^{38}Ar$ (Er64).

Plusieurs facteurs limitent la précision que l'on peut obtenir sur l'énergie des résonances :

- la formation continue d'un dépôt de carbone sur la cible en cours de bombardement

- des facteurs intrinsèques aux accélérateurs tels que : leur définition en énergie, et les petits déplacements en énergie qui se produisent lors de règlage de la source d'ions.

Nous avons, au cours des expériences, mesuré plusieurs fois l'énergie de résonance des niveaux étudiés. De l'ensemble de ces mesures, nous pouvons conclure que l'énergie de résonance est connue à 10 keV près.

Pour calculer l'énergie d'excitation du niveau résonnant, nous avons pris, pour les bilans, les valeurs données dans les tables (Ma64).

2) Mesures des fonctions d'excitation et des intensités de résonance

Les fonctions d'excitation ont été mesurées en plaçant le détecteur mobile à un angle de 45° par rapport à la direction du faisceau et à une distance de 5 cm de la cible. Nous avons placé sur le spectre des rayonnements γ deux fenêtres de façon à sélectionner :

- les γ_o (rayonnements γ correspondant à la désexcitation directe du niveau résonnant vers le fondamental)
- les γ_1 (rayonnements γ correspondant à la désexcitation du niveau résonnant vers le premier niveau excité).

La largeur des fenêtres était de 1,2 MeV et nous ajustions leur position chaque fois que l'énergie incidente variait de 300 keV.

A la sortie des fenêtres, les impulsions étaient comptées sur une échelle.

Chaque point de la courbe correspond à une charge collectée de 10^3 /uC, et nous avons fait des pas de 25 kHz, ce qui correspond à des pas en énergie de 5 keV environ.

Cette première mesure, de dégrossissage n'était pas assez précise pour identifier certaines résonances et déterminer leur intensité. En effet :

- les résonances faibles apparaissent très peu,
- plusieurs résonances trouvées correspondent, en fait, à une augmentation de fond provenant des empilements d'impulsions de basse énergie, ou des rayonnements γ de l'^{16}O.

Pour améliorer les résultats, les mesures précédentes des fonctions d'excitation ont été refaites pour chaque résonance trouvée, en plaçant le détecteur à 55^{o} et à 2,5 cm de la cible ; chaque mesure a été faite pour une charge collectée de 2.10^{3} /uC.

Pour chaque pas d'énergie, le spectre de désexcitation était enregistré sur un analyseur d'amplitude 400 canaux. Le nombre d'impulsions était sommé pour les pics d'absorption totale, de premier et de deuxième échappement correspondant au rayonnement γ, de grande énergie, le plus intense dans la désintégration du niveau résonnant étudié. Après la soustraction de fond, dont la forme était déduite du fond hors résonance, l'aire délimitée par la courbe d'excitation a été calculée pour chaque résonance

Nous avons déterminé les quantités $(2J + 1) \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ pour chaque résonance, par comparaison avec une résonance de largeur connue : pour le ^{32}S, avec la résonance à $E_\alpha = 2,904$ MeV (Sm64), et pour l'^{38}Ar avec la résonance à $E_\alpha = 3,161$ MeV (Er64), dont les rendements ont été mesurés dans les mêmes conditions.

La correction a été faite, pour tenir compte de la variation d'efficacité du scintillateur NaI en fonction de l'énergie des rayonnements γ ; nous avons pour cela estimé l'efficacité d'un scintillateur NaI (12,5 x 12,5 cm), entre 6 et 12 MeV, pour les pics d'absorption totale et de production de paires.

3) Détermination des schémas de désexcitation et des rapports d'embranchement

Les schémas de désexcitation et les rapports d'embranchement ont été déduits des spectres obtenus avec la jonction Ge (Li). Au cours des mesures de distribution et de corrélation angulaires, la jonction était placée à un angle de 125° par rapport à la direction du faisceau et à une distance de 12 cm de la cible. Le spectre était enregistré, durant toute la durée de la mesure de distribution angulaire, pour une charge collectée minimum de 10^5 /uC.

Etant donné la faible intensité des rayonnements γ détectés et la distance cible-jonction, la contribution du fond dans ces spectres était importante, et pour la plupart des résonances, nous avons dû refaire une mesure en plaçant le détecteur à un angle de 55° et à une distance de 2 cm de la cible. Cette géométrie avait l'avantage, en augmentant l'angle solide du détecteur de diminuer la contribution du fond, de réduire les erreurs dues à la distribution des rayonnements γ.

Nous donnons dans la Fig. III_4 l'un des spectres obtenus.

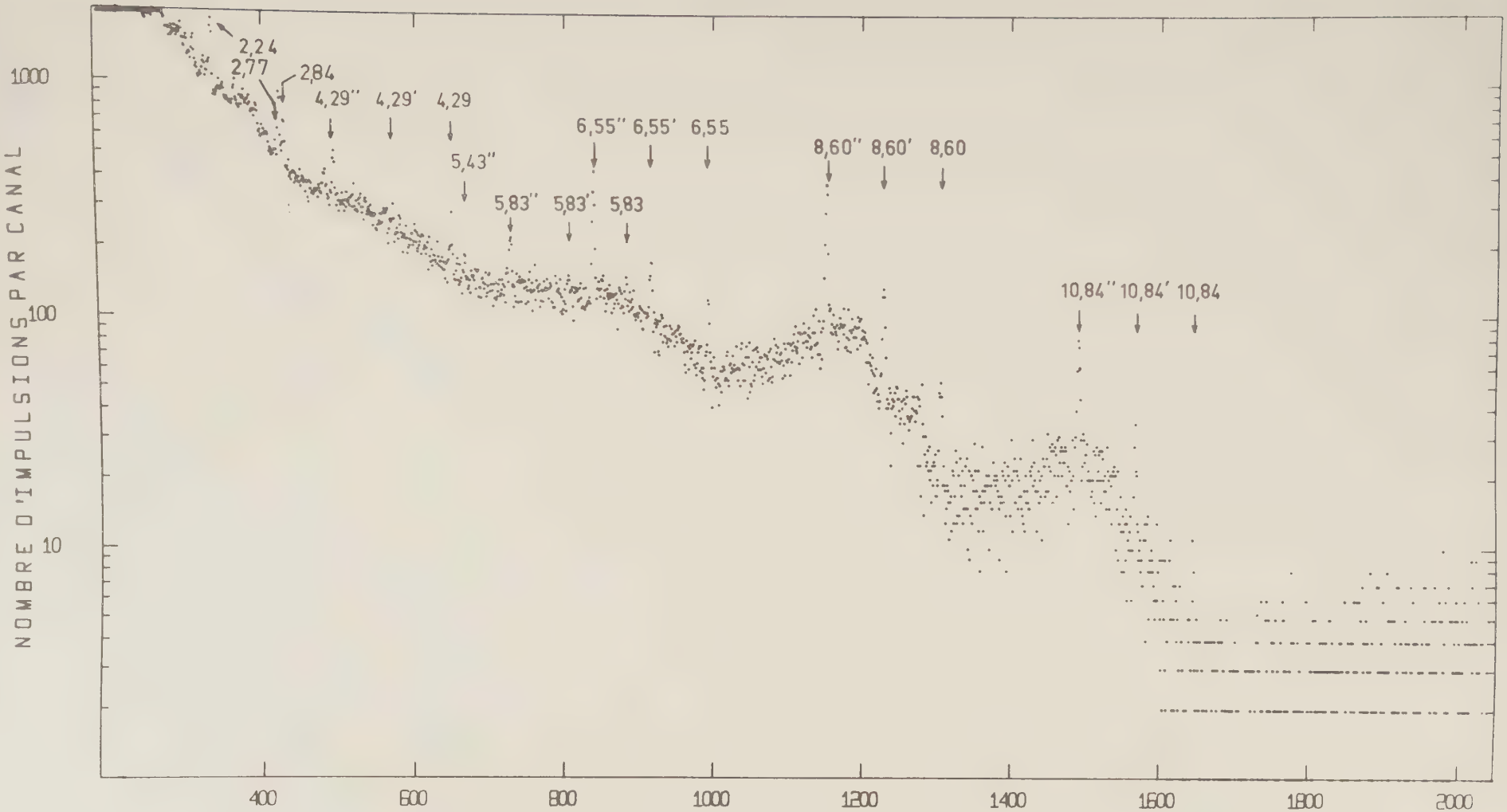


Figure III 4

Spectre des rayonnements γ obtenu avec le détecteur Ge-Li à la résonance E_α = 4,... MeV dans la réaction $^{28}Si\,(\alpha,\gamma)\,^{32}S$

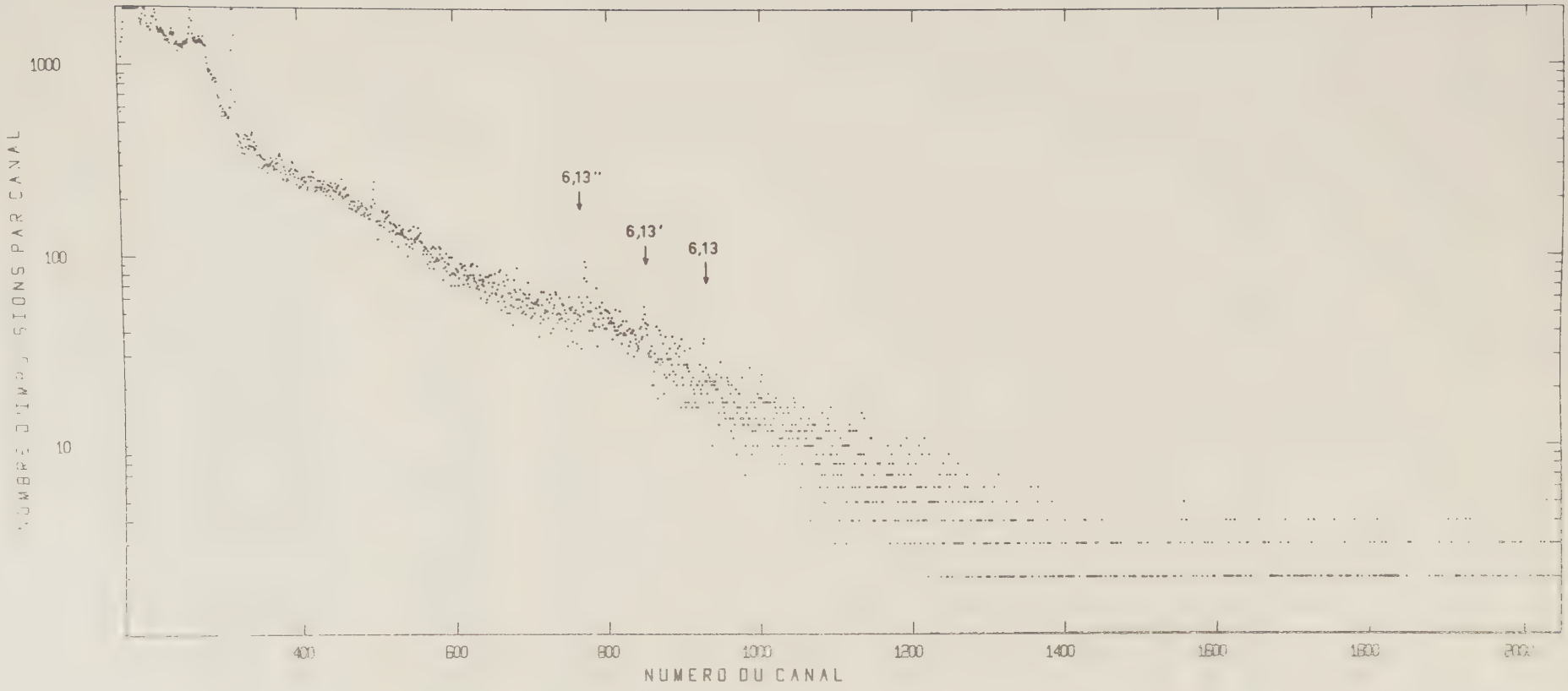


Figure III 4bis

Fond hors-résonance obtenu avec le détecteur Ge (Li) à E_α = 5,4 MeV

En tenant compte des transitions connues dans le ^{32}S et dans l'^{38}Ar, les rayonnements γ observés permettaient d'établir le schéma de désintégration du niveau étudié. Pour éliminer les rayonnements γ dus au fond, de nombreux spectres ont été enregistrés hors résonance. Lorsque la résonance étudiée est isolée, il était possible de mesurer le spectre hors résonance pour une énergie voisine de l'énergie de résonance ; dans le cas de résonances très proches, un seul spectre de fond a été fait pour le groupe de résonances. Si la statistique obtenue était suffisante et le spectre de fond mesuré à une énergie voisine de l'énergie de résonance, nous avons soustrait de la résonance un spectre fait hors résonance avec la même charge (Fig. III_5).

Pour lever certaines incertitudes, nous avons été amenés à faire des spectres en coïncidences avec les deux scintillateurs NaI. Toutefois, étant donné les faibles sections efficaces des réactions étudiées, seules les transitions les plus intenses apparaissaient en coïncidence (Fig. III_6).

Dans certains cas, la connaissance du spectre direct de la jonction et le spectre en coïncidence étaient necessaires pour etablir le schéma de désexcitation

Les rapports d'embranchement ont été calculés en sommant le nombre de coups dans chaque pic, et, après soustraction du fond, en normalisant à l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie des rayonnements γ.

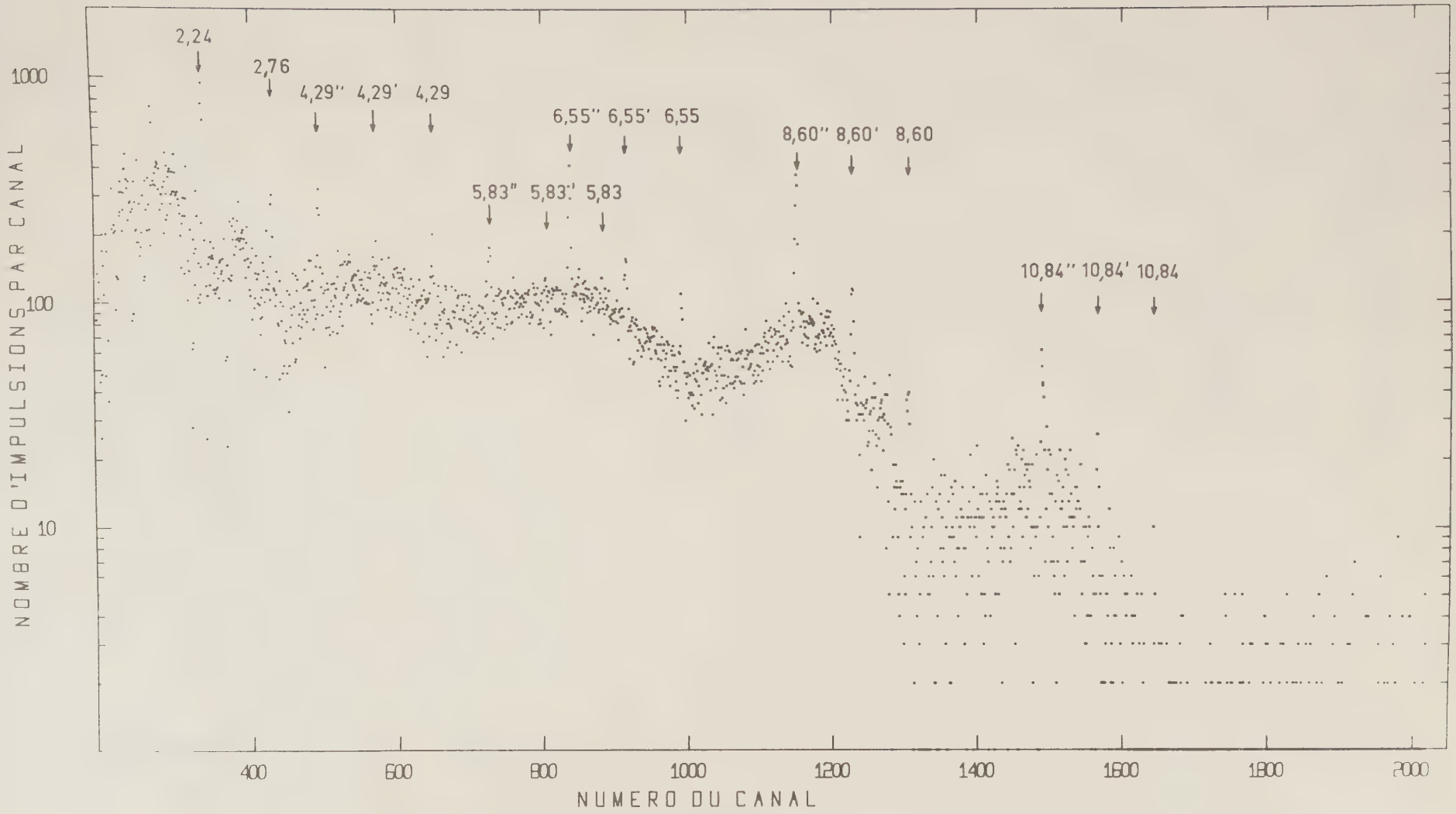
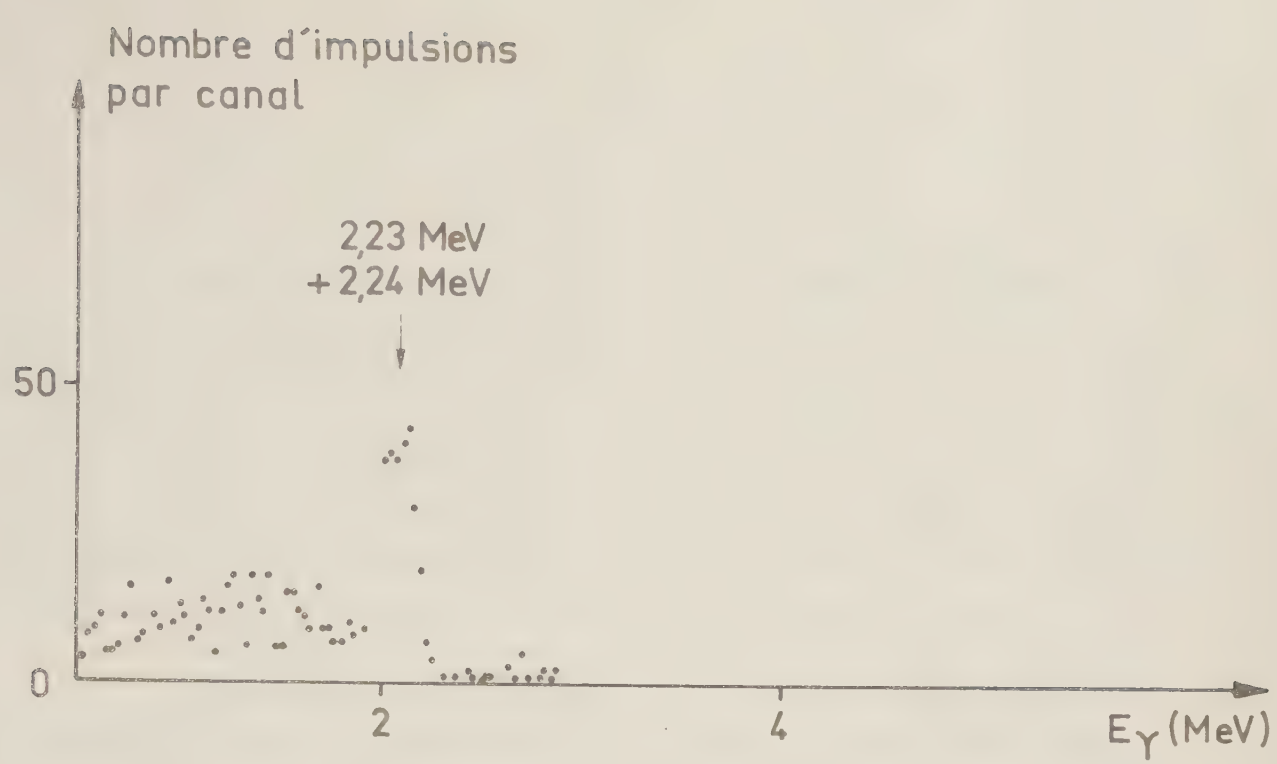


Figure III 5

Spectre des rayonnements γ obtenu après soustraction du fond hors résonance, à la résonance $E_x = 4.440$ MeV, dans la réaction $^{28}Si(\alpha,\gamma)^{32}S$



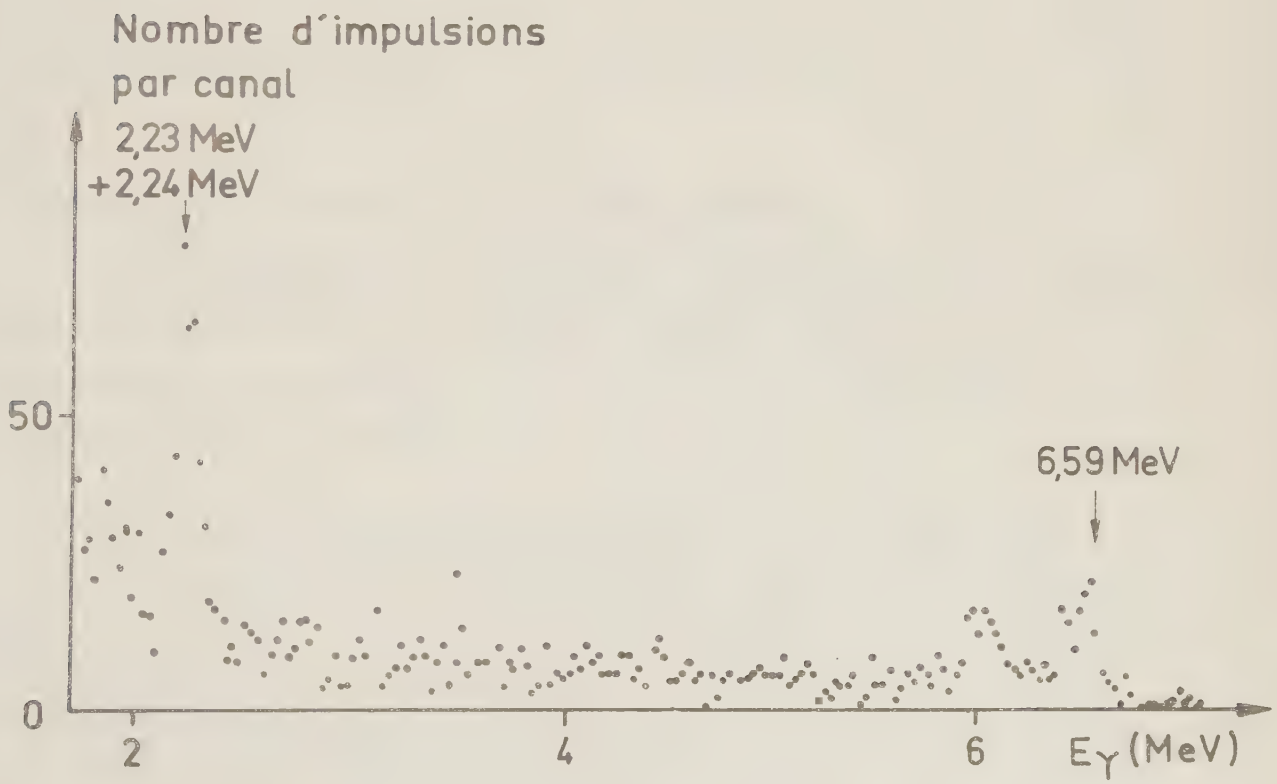


Figure III 6

Spectres en coïncidences obtenus à la résonance E = 4,690 MeV dans la réaction ^{28}Si (,) ^{32}S

a) Spectre déclenché par les rayonnements d'énergie supérieure à 5,5 MeV
b) Spectre déclenché par le rayonnement de 2,24 MeV.

Pour les rayonnements γ d'énergie inférieure à 4 MeV, la contribution des rayonnements γ du fond rendait souvent difficile une soustraction exacte du fond. Lorsqu'il a été possible de calculer l'intensité des transitions de basses énergies, nos résultats sont en accord avec les valeurs trouvées précédemment (En67). En général, les rayonnements γ émis par le niveau excité étudié ont une énergie supérieure à 5 MeV, et la détermination des rapports d'embranchement est, dans ce cas, toujours possible.

En tenant compte de l'erreur sur le calibrage en efficacité de la jonction, de l'erreur statistique sur le nombre de coups dans chaque pic et de l'erreur due aux effets de distributions angulaires, l'erreur sur les rapports d'embranchement est estimée à 30 % pour les transitions intenses, elle est beaucoup plus grande pour les faibles transitions.

4) Mesure de distribution et de corrélation angulaires

Les mesures des distributions et des corrélations angulaires ont été effectuées en plaçant le compteur mobile à 13 cm de la cible, et successivement à cinq angles : 0°, 30°, 45°, 60° et 90° par rapport à la direction du faisceau incident.

Pour les distributions angulaires, l'aire du pic, à chaque angle, était calculée par la sommation du nombre de coups dans le pic d'absorption totale et les pics de paires, après soustraction d'un fond d'allure exponentiel. Nous avons, dans certains cas, soustrait le fond hors résonance ; mais ceci n'était pas toujours possible, en particulier, lorsque les

résonances étaient très proches, (il y avait alors dans le fond des γ de la réaction) et lorsque les résonances de la réaction $^{13}C(\alpha, n)^{16}O$ amenaient des variations importantes du fond, surtout à partir de l'énergie E_α=5,2 MeV.

L'aire du pic, aux différents angles dans les spectres en coïncidence, donnait directement la fonction de corrélation angulaire.

Suivant l'intensité de la résonance, les mesures, à chaque angle, ont été réalisées avec une charge collectée comprise entre 2.10^4 et 4.10^4 /uC.

En principe, il suffit de déterminer le nombre de rayonnements γ détectés dans le détecteur aux différents angles à charge constante.

Cependant pour éviter toute erreur, les mesures ont été normalisées à l'aire du pic donné dans le spectre direct du détecteur fixe utilisé comme moniteur.

5) Mesure de vies moyennes par effet Doppler

Pour mesurer les vies moyennes par effet Doppler, le spectre du détecteur Ge (Li) a été enregistré sur un sélecteur d'amplitude multicanaux 4000 c. La jonction était placée à une distance de 7 cm de la cible et successivement aux angles 0° et 90°.

La méthode du centre de gravité a été utilisée pour déterminer le déplacement des pics.

Ces mesures n'ont été faites que pour le niveau à 4,29 MeV dans le ^{32}S.

6) Analyse des distributions et corrélations angulaires

A partir des points expérimentaux, nous avons calculé les coefficients de la distribution angulaire par la méthode des moindres carrés. Les termes du développement en polynomes de Legendre ont été considérés jusqu'à l'ordre 2 puis jusqu'à l'ordre 4.

Les facteurs correctifs dus à la géométrie des compteurs ont été calculés à l'ordinateur par intégration numérique.

Dans la plupart des cas, la comparaison avec les valeurs théoriques des distributions angulaires permettait de déterminer le spin du niveau résonnant sans ambiguité. Dans les autres cas, la comparaison des coefficients des corrélations angulaires était nécessaire pour lever les indéterminations.

Les coefficients de mélange de multipolarité δ ont été déterminés, en cherchant, par la méthode des moindres carrés, le meilleur accord entre la fonction théorique et la courbe expérimentale. La variable δ n'étant pas linéaire, le meilleur accord est cherché par quadrillage de la variable δ (courbe en χ^2).

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA REACTION $^{28}Si(\alpha,\gamma)^{32}S$

I. - INTRODUCTION

De nombreuses études expérimentales ont été faites sur le ^{32}S. L'étude de la réaction ^{31}P (d, n) ^{32}S par Calvert et al (Ca55) et El Bedewi et El Wahah (El55), ont fourni de nombreuses informations sur les niveaux les moins excités du ^{32}S. Les travaux de Cosak et al (Co64) ont donné les valeurs du moment orbital ℓ_p du proton transféré pour les niveaux ayant une énergie d'excitation inférieure à 6,23 MeV.

Des informations sur le spin isobarique (T = 0 ou T = 1) des niveaux du ^{32}S ayant une énergie d'excitation inférieure à 9,5 MeV ont été apportées, d'une part par Ferguson et al (Fe68), qui, à l'aide de la réaction ^{31}P (d, n) ^{32}S, ont déterminé la valeur du spin isobarique pour les niveaux formés par le transfert d'un proton décrit par une onde s, et, d'autre part par Graue et al (Gr68) qui ont étudié la réaction ^{31}P (^{3}He, d) ^{32}S. Ces auteurs ont mis en évidence plusieurs niveaux excités et ont déterminé, dans le ^{32}S, des états analogues du ^{32}P.

Plusieurs auteurs (En67), à l'aide de la réaction ^{31}P (p, γ) ^{32}S, ont étudié les caractéristiques quantiques et le schéma de désexcitation de niveaux du ^{32}S atteint pour une énergie d'excitation allant jusqu'à 11,2 MeV. D'autres études ont été faites sur les niveaux résonnants de parité naturelle formés dans la réaction ^{31}P (p, α_o) ^{28}Si, pour une énergie d'excitation allant jusqu'à 13,7 MeV. Les mesures des

distributions angulaires des particules α_o émises vers l'état fondamental, ont permis de déterminer, dans de nombreux cas, spin et parité des niveaux résonnants.

A partir de ces expériences, les quantités $\frac{(2J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ et $\frac{(2J+1)\Gamma_p\Gamma_{\alpha_o}}{\Gamma}$ ont été déterminées pour les niveaux étudiés. Les résultats montrent que la largeur partielle Γ_γ est, en général, inférieure à la largeur partielle Γ_α.

Récemment, Vonach et al (Vo68) ont mesuré les largeurs et la densité des niveaux du ^{28}Si pour une énergie d'excitation comprise entre 17 et 21 MeV, à l'aide de la réaction ^{31}P (p, α_o) ^{28}Si et ^{31}P (p, α_1) ^{28}Si.

La réaction ^{28}Si (α, γ) ^{32}S a été analysée par Smulders (Sm64) pour une énergie incidente des particules alpha inférieure à 3,2 MeV, puis par Langevin et Vernotte (La65, Ve67, Ve69) pour une énergie incidente comprise entre 3,2 MeV et 4,2 MeV.

Pour une énergie incidente E_α comprise entre 2,6 MeV et 4,3 MeV, une quinzaine de niveaux d'énergie d'excitation comprise entre 9,258 et 10,710 MeV ont été étudiés. Le spin, la parité et les quantités $(2J+1)\Gamma_\alpha\Gamma_{(\gamma_o+\gamma_1)}/\Gamma$, ont été déterminés pour chacun de ces niveaux. Les niveaux situés à 10,23 et 10,29 MeV du ^{32}S, de moment angulaire total $J^\pi = 3^-$, ont été interprétés comme étant l'état analogue du niveau à 3,324 MeV du ^{32}P, dédoublé par le mélange de spin isobarique.

Des informations supplémentaires concernant les niveaux du ^{32}S situés entre 10,7 et 12 MeV ont été amenées par nos travaux à l'aide de la réaction $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$ pour une énergie incidente E_α comprise entre 4,3 et 6 MeV.

II. - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1) Fonctions d'excitation

Les fonctions d'excitation pour les rayonnements γ_o et γ_1 ont été mesurées à l'aide de cibles de ^{28}Si ayant une épaisseur comprise entre 10 et 15 keV. Afin de ne pas détériorer la cible, au cours des mesures de la fonction d'excitation, l'intensité du faisceau a été limitée à 4 /uA. Chaque point a été mesuré pour une charge collectée de 2.10^3 /uC. Les fonctions d'excitation obtenues pour les rayonnements γ_o et γ_1 sont données par les figures IV_1 et IV_2. La fonction d'excitation pour les rayonnements γ autres que γ_o et γ_1, correspondant à des transitions du niveau résonnant atteint vers les niveaux excités du ^{32}S situés entre 3,78 MeV et 5,41 MeV, a été mesurée, mais les fluctuations de fond étaient trop importantes dans cette région d'énergie pour que des informations valables puissent être obtenues.

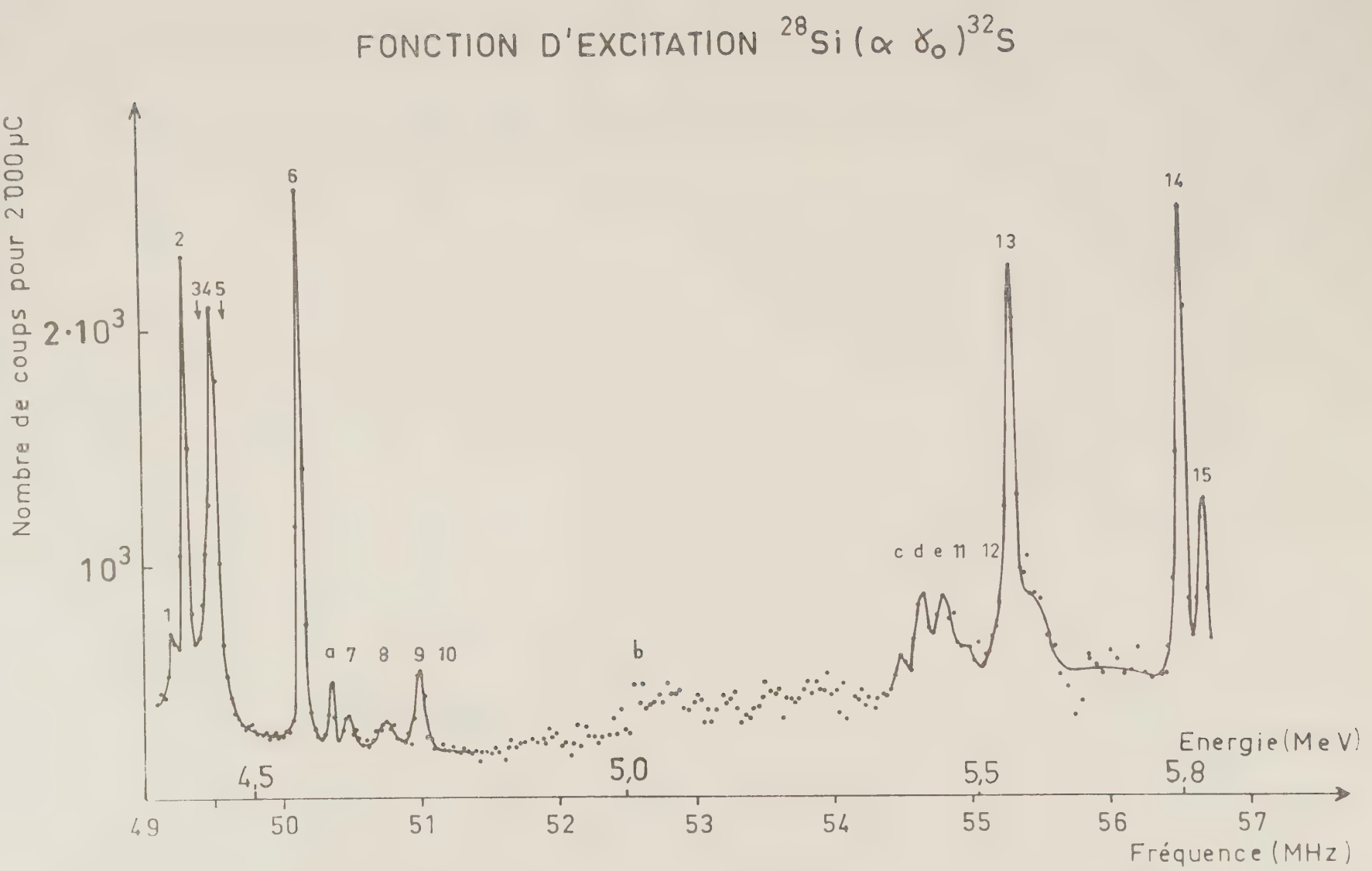

FONCTION D'EXCITATION $^{28}Si(\alpha\ \gamma_0)^{32}S$
Nombre de coups pour 2000 µC
$2\cdot10^3$
10^3
1
2
3 4 5
6
a 7 8 9 10
b
c d e 11 12
13
14
15
4,5
5,0
5,5
5,8
Energie (MeV)
49
50
51
52
53
54
55
56
57
Fréquence (MHz)

Figure IV 1

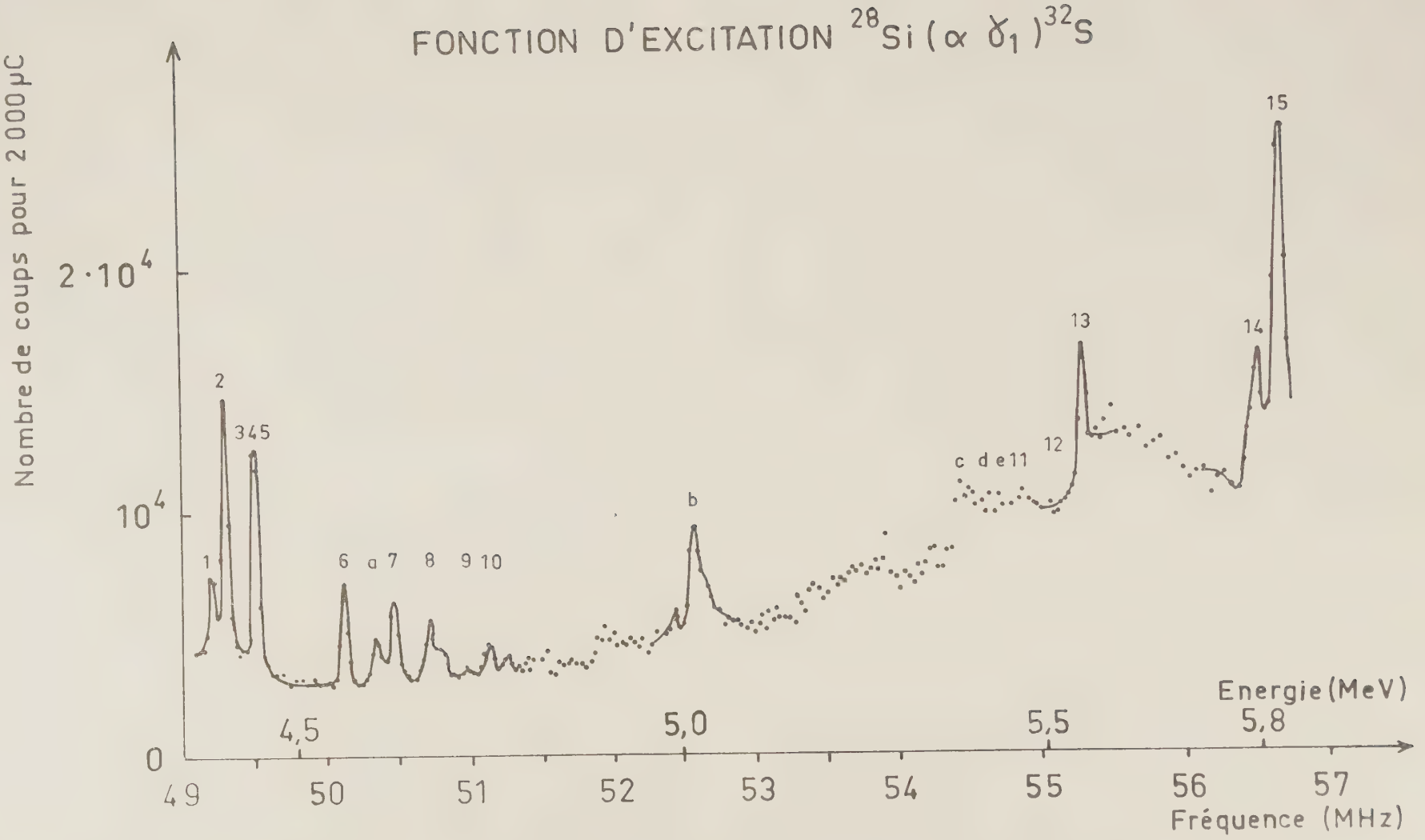

FONCTION D'EXCITATION $^{28}Si(\alpha\,\gamma_1)^{32}S$
Nombre de coups pour 2 000 µC
$2\cdot10^4$
10^4
0
1
2
345
6
a
7
8
9
10
b
c
d
e
11
12
13
14
15
4,5
5,0
5,5
5,8
Energie (MeV)
49
50
51
52
53
54
55
56
57
Fréquence (MHz)

Figure IV 2

Seize niveaux résonnants du ^{32}S ont été identifiés. Les résonances correspondantes sont numérotées de 1 à 15, la résonance 13 étant un doublet. Ces résonances se désexcitent par rayonnements γ_o et (ou) par rayonnements γ_1, à l'exception des résonances 7 et 8, qui décroissent vers le niveau à 4,46 MeV du ^{32}S. Pour ces deux résonances, le nombre d'impulsions dans les fenêtres placées sur les rayonnements γ_o et γ_1 était relativement important. L'examen du spectre du détecteur NaI, enregistré sur un analyseur d'amplitude 400 canaux, a montré qu'il n'y avait pas de rayonnements γ_o ou γ_1 détectés, mais des rayonnements γ intenses ayant respectivement comme énergie 6,53 MeV et 6,59 MeV, provenant d'une transition vers le niveau situé à 4,46 MeV.

Le tableau I donne la liste des résonances observées pour la réaction $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$. Dans les deuxième et troisième colonnes sont données les énergies des résonances et l'énergie d'excitation correspondant dans le ^{32}S ; dans la quatrième colonne est noté le spin du niveau résonnant ; dans les cinquième et sixième colonnes sont données, d'une part, les largeurs partielles $\Gamma_{\gamma o}$, et d'autre part, les largeurs Γ_γ pour l'ensemble des transitions électromagnétiques observées. Les largeurs Γ_γ pour les résonances 3, 4 et 5 ont été obtenues à partir d'une décomposition graphique de l'ensemble de ces trois résonances.

N° Res.	E_α (MeV)	Ex (MeV)	J^π	$(2J+1)\frac{\Gamma_\alpha \Gamma_{\chi_0}}{\Gamma}$ (eV)	$(2J+1)\frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\chi}{\Gamma}$ (eV)
1	4,391	10,790	1^-	$0,2 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,2$
2	4,409	10,806	2^+	$1,0 \pm 0,3$	$3,3 \pm 1,1$
3	4,436	10,830	1^-	$0,8 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,5$
4	4,449	10,841	2^{+**}	$0,4 \pm 0,2$	$4,5 \pm 1,5$
5	4,460	10,851	1^-	$0,07 \pm 0,07$	
6	4,563	10,941	1^-	$1,3 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,6$
7	4,628	10,998	(4^+)	$3,7 \pm 1,2$ *	$3,9 \pm 1,3$
8	4,690	11,052	(4^+)	$2,2 \pm 0,7$ *	$2,2 \pm 0,7$
9	4,720	11,078	2^+	$0,3 \pm 0,15$	$0,3 \pm 0,15$
10	4,757	11,110			
11	5,483	11,746	1^-	$3,6 \pm 1,2$ *	$3,7 \pm 1,2$
12	5,528	11,785	1^-		
13	5,549	11,803	2^{+**}	$1,4 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,5$
14	5,798	12,021	1^-	$2,3 \pm 0,8$	$3,2 \pm 1,1$
15	5,828 tous $\pm 0,010$	12,048	3^-		

Tableau I

Niveaux observés dans la réaction $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$.

E_α et E_x sont respectivement l'énergie des particules α incidentes et l'énergie d'excitation du niveau. J^π est le moment angulaire total du niveau résonnant. La quantité $\frac{(2J+1)\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ a été déterminée pour l'ensemble des transitions γ observées.

* Les quantités $\frac{(2J+1)\Gamma_\alpha \Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma}$ sont données pour la transition la plus intense.

** Ces deux niveaux sont mélangés.

Sur les fonctions d'excitation, cinq résonances sont notées par les lettres "a" à "e" :

- la résonance "a" correspond à une augmentation de fond. Le spectre du détecteur ne montre aucune présence de rayonnement γ, et l'augmentation du fond semble provenir d'un empilement d'impulsions, qui pourraient être dues à une résonance en neutrons.

- pour les résonances c, d, e, le spectre du détecteur met en évidence une émission intense du rayonnement γ de 6,13 MeV de l'oxygène. Ceci est en accord avec les résultats de Spear (Sp63) qui a étudié la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$.

Cependant, il n'est pas exclu que ces résonances masquent des résonances de faible rendement en rayonnement γ_o provenant de la réaction $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$.

La résonance "b" n'a pas pu être identifiée.

Dans le spectre de cette résonance apparaît un rayonnement γ de 8,81 MeV, d'une intensité comparable à l'intensité des rayonnements γ de la réaction $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$. L'énergie de résonance étant 5,025 MeV, ce rayonnement γ ne correspond ni à un rayonnement γ_o, ni à un rayonnement γ_1 de la réaction $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$, qui auraient respectivement comme énergie 11,345 MeV et 9,105 MeV.

Divers essais ont été faits pour identifier cette résonance :

- à l'aide d'un détecteur de neutrons, nous avons vérifié que cette résonance ne correspondait pas à une résonance en neutrons.

- les spectres de rayonnement γ mesurés avec un détecteur Ge-Li et les spectres en coïncidence n'ont pas permis de mettre en évidence un rayonnement γ émis en cascade avec le rayonnement de 8,81 MeV, et ce rayonnement γ pourrait correspondre à la transition directe d'un niveau résonnant vers le fondamental.

Cependant, si ce rayonnement γ est émis en cascade avec un ou plusieurs autres rayonnements γ ayant une énergie inférieure à 1 MeV, ni le spectre de la jonction, ni le spectre en coïncidence ne permettent de le mettre en évidence, dans cette région d'énergie, les mesures sont en effet perturbées par de nombreux rayonnements γ de faible énergie présents dans le fond.

En bombardant le support de cible (cuivre électrolytique épais) avec des particules α de 5,025 MeV, la résonance n'apparaît pas ; elle provient donc d'un corps contenu dans le matériau formant la cible elle-même.

Parmi les contaminants qui peuvent être contenus dans le matériau de cible (autres isotopes du silicium ; différents isotopes de l'oxygène et du carbone), seul le bilan de la réaction $^{16}O\ (\alpha, \gamma)\ ^{20}Ne$ permettrait d'atteindre un niveau résonnant ayant cette énergie d'excitation. Cependant, d'après les études faites sur cette réaction (Pe64), la seule résonance proche en énergie (Ex : 8,79 MeV) n'a pas de transition directe vers le niveau fondamental.

La déformation de la courbe de la résonance 13 vers les hautes énergies, est également due à une augmentation du fond et là encore, aucun rayonnement γ n'a été observé.

La résonance 15 qui semble très intense dans les courbes des fonctions d'excitation, est une résonance en rayonnement γ_1 d'intensité faible qui se supperpose à une résonance de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16*}O$.

2) Moment angulaire total et parité des niveaux résonnants, multipolarité des transitions

Les distributions angulaires ont été mesurées pour les rayonnements γ les plus intenses provenant de la désexcitation des niveaux résonnants formés.

Les mesures ont été faites en plaçant le détecteur mobile à une distance fixe de la cible (13 cm) et à cinq angles par rapport à la direction du faisceau (0°, 30°, 45°, 60°, 90°). Pour certaines résonances, la distribution du rayonnement γ_o a été mesurée à trois angles seulement pour obtenir, en un temps limité, une erreur statistique acceptable.

Pour chaque angle, les mesures ont été faites pour une charge collectée variant entre 2.10^4 et 4.10^4 /uC suivant l'intensité de la transition étudiée.

A partir des points expérimentaux, les coefficients de la distribution angulaire ont été calculés par la méthode des moindres carrés. Les termes du développement en polynomes de Legendre ont été déterminés d'abord jusqu'à l'ordre 2, puis jusqu'à l'ordre 4. Sur les figures IV_3 et IV_4, sont montrés, à titre d'exemple, les points expérimentaux des distributions des rayonnements γ_o pour les résonances à E_α = 5,549 MeV ($J^\pi = 1^-$) et à E_α = 5,789 MeV ($J^\pi = 2^+$), la courbe s'ajustant au mieux aux valeurs trouvées par la méthode des moindres carrés.

Le tableau II, donne les coefficients de la distribution angulaire pour chaque transition étudiée, corrigés par le facteur d'extension du détecteur. Le moment angulaire total du niveau résonnant et le mélange de multipolarité déterminés à partir des coefficients A_2 et A_4 sont indiqués.

N° Res.	Ex	Eγ	A_2	A_4	Ji → Jf	δ	Multipolarité	
1	10,79	10,79	-0,92 ± 0,04		1⁻ → 0⁺	–	E1	
		8,55	0,3 ± 0,2		1⁻ → 2⁺	0,3 ± 0,	E1 M2	
						1,4 ± 1,2		
2	10,81	10,81	0,4 ± 0,1	-1,2 ± 0,2	2⁺ → 0⁺	–	E2	
		8,57	0,25 ± 0,09	0,40 ± 0,15	2 → 2	0,16 ± 0,06	M1 E2	
						3,9 ± 0,9		
3	10,83	10,83	-1,0 ± 0,1		1⁻ → 0⁺		E1	
4	10,84	10,84	0,30 ± 0,04	0,54 ± 0,04	2⁺ → 0⁺		E2	Une contribution de 80 % de
		8,60	1,1 ± 0,1	0,05 ± 0,10	2⁺ → 2⁺	-0,54 ± 0,15	M1 E2	la transition 1⁻ → 0⁺
		6,55	1,1 ± 0,1	-0,08 ± 0,15	2⁺ → 2⁺	-0,60 ± 0,12	M1 E2	
5	10,85	10,85	-1,1 ± 0,1		1⁻ → 0⁺		E1	
6	10,94	10,94	-1,10 ± 0,05		1⁻ → 0⁺		E1	
		8,70	-4,1 ± 0,2		1⁻ → 2⁺	0,00 ± 0,18	E1 M2	
						3,0 ± 1,5		
7	11,00	6,53	0,4 ± 0,1	0,1 ± 0,1	4⁺ → 4⁺	0,30 ± 0,06	M1 E2	
					3⁻ → 4⁺	0,24 ± 0,06	E1 M2	
					5⁻ → 4⁺	-0,26 ± 0,04	E1 M2	
8	11,05	6,59	0,36 ± 0,05	0,3 ± 0,1	4⁺ → 4⁺	0,34 ± 0,08	M1 E2	
					3⁻ → 4⁺	0,20 ± 0,07	E1 M2	
					5⁻ → 4⁺	-0,23 ± 0,04	E1 M2	
9	11,08	11,08	0,6 ± 0,3	-1,8 ± 0,4	2⁺ → 0⁺		E2	
11	11,75	11,75	-1,0 ± 0,1		1⁻ → 0⁺		E1	
		7,46	0,15 ± 0,02		1⁻ → 2⁺	0,21 ± 0,02	E1 M2	
13	11,80	11,80	0,03 ± 0,15	-1,4 ± 0,2	2⁺ → 0⁺		E2	Une contribution de 22% de la transition 1⁻ → 0⁺
14	12,02	12,02	-1,1 ± 0,9		1⁻ → 0⁺		E1	
15	12,05	9,81	-0,4 ± 0,1	0,08 ± 0,06	3⁻ → 2⁺	-0,03 ± 0,02	E1 M2	
					2⁺ → 2⁺	0,55 ± 0,03	M1 E2	

(voir légende au verso)

Tableau II

Moment angulaire total des niveaux observés et multipolarité des transitions. E_x et E_γ sont respectivement l'énergie d'excitation du niveau et l'énergie de le transition étudiée. A_2 et A_4 sont les coefficients des termes en polynomes de Legendre de la fonction de distribution angulaire. δ est le mélange de multipolarité.

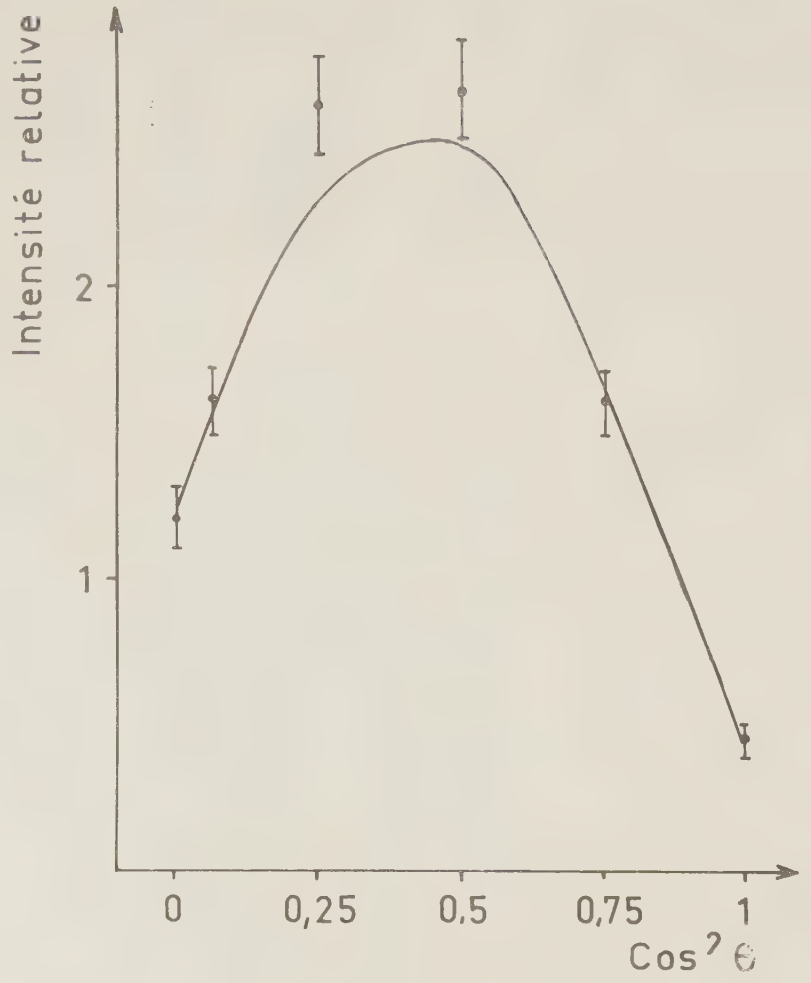


Figure IV 3 - Résonance 13 E_α = 5,549 MeV.
Distribution des rayonnements γ_0

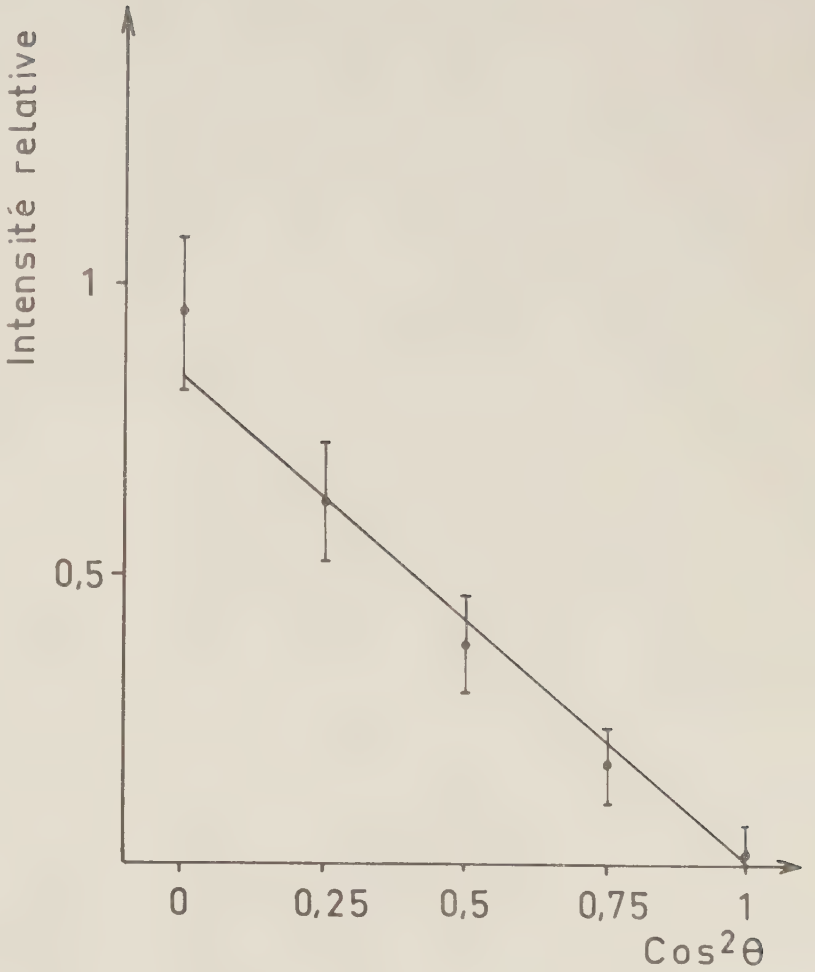


Figure IV 4 - Résonance 14 E_α = 5,798 MeV.
Distribution des rayonnements γ_0

Tous les niveaux formés dans le ^{32}S sont de parité naturelle. Douze niveaux résonnants se désexcitent par un rayonnement γ_o. Dans ces cas, la distribution angulaire du rayonnement γ_o a suffi pour déterminer, sans ambiguité, le spin et la parité de ces niveaux. La distribution des rayonnements γ_1, et dans certains cas, la distribution de rayonnements γ correspondant à des transitions du niveau résonnant vers d'autres niveaux excités du ^{32}S, a permis de déterminer les mélanges de multipolarité δ des transitions correspondantes.

Les résonances 7 et 8 se désexcitent principalement vers le niveau de moment angulaire de 4^+ situé à 4,46 MeV, par des rayonnements γ ayant respectivement une énergie égale à 6,53 MeV et 6,59 MeV. Le niveau à 4,46 MeV se désexcite par l'intermédiaire du niveau à 2,24 MeV. La figure IV 5 montre le schéma de la désexcitation des niveaux résonnants 7 et 8 par l'intermédiaire du niveau à 4,46 MeV.

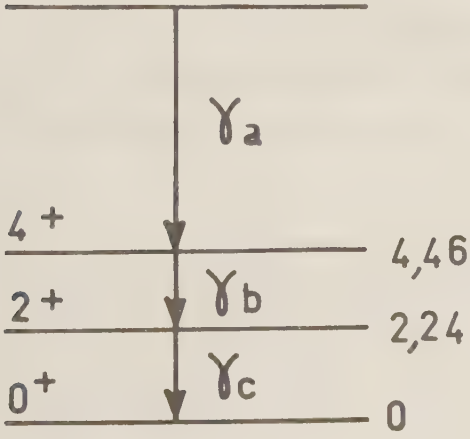


Figure IV 5.

Dans les deux cas, la distribution angulaire du rayonnement γ_a donne plusieurs valeurs possibles pour le moment angulaire total du niveau résonnant (2^+, 3^-, 4^+, 5^-) et le mélange de multipolarité de la transition. Nous avons donc été amenés à mesurer la corrélation angulaire des rayonnements γ_a, γ_b et γ_c.

Il n'était pas possible de séparer, avec les moyens expérimentaux utilisés, les rayonnements γ_b et γ_c qui diffèrent de moins de 10 keV en énergie. La corrélation mesurée est donc la somme des deux corrélations : $\gamma_a - \gamma_b$ et $\gamma_a - \gamma_c$ avec γ_b inobservé. Ces deux corrélations sont identiques, car la cascade 2,23 MeV-2,24 MeV est monotone.

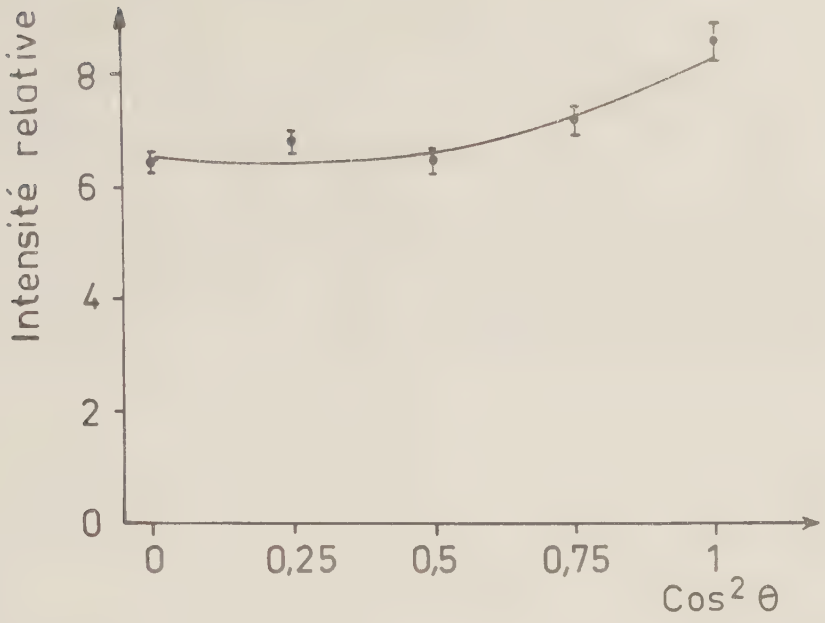
Les corrélations angulaires ont été analysées en supposant, pour le moment angulaire total du niveau résonnant, les valeurs 2^+, 3^-, 4^+ et 5^-. Le meilleur accord est obtenu pour la valeur 4^+, mais les valeurs 3^- et 5^- ne sont pas éliminées par les mesures de corrélations angulaires.

La figure IV_6 montre la distribution du rayonnement γ_a et la corrélation dans les géométries VI et VII de Litherland I, pour la résonance 8.

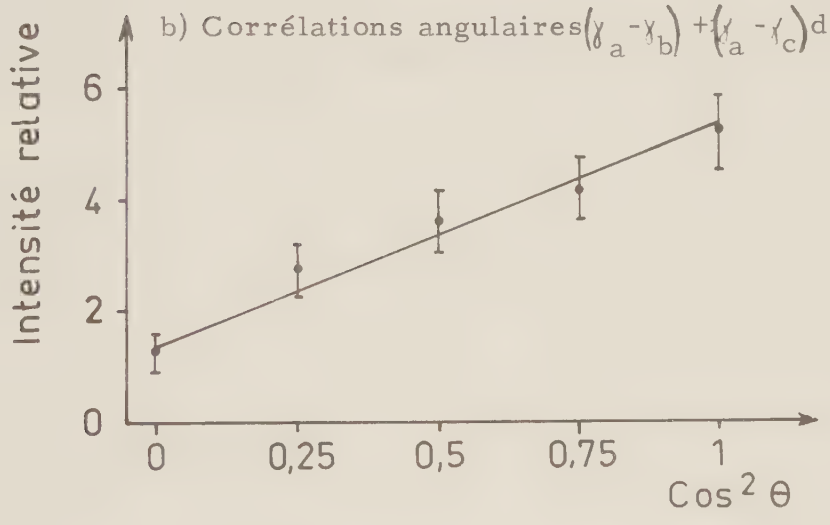
Les résonances 10 et 15 se désexcitent par un rayonnement γ_1. La résonance 10 est à rendement très faible et le moment angulaire total du niveau résonnant formé n'a pas pu être déterminé.

Pour la résonance 15, l'analyse de la distribution angulaire a donné deux valeurs possibles pour le moment angulaire total : $J^\pi = 2^+$ et $J^\pi = 3^-$. L'analyse de la corrélation angulaire entre le rayonnement γ_1 et le rayonnement γ de 2,24 MeV a permis d'éliminer la valeur 2^+.

a)Distribution angulaire du rayonnement de 6,59 MeV.



b) Corrélations angulaires $(\gamma_a - \gamma_b) + (\gamma_a - \gamma_c)$ dans la géométrie VI.



c) Corrélations angulaires $(\gamma_a - \gamma_b) + (\gamma_a - \gamma_c)$ dans la géométrie VII.

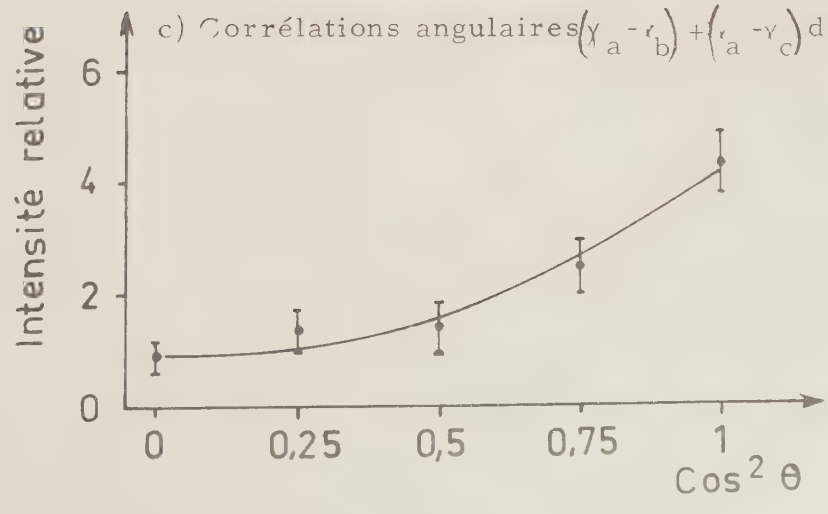


Figure IV 6 - Résonance 8 - E_α = 4,690 MeV

		Géométrie VI		Géométrie VII	
N°Res.	Cascade γ — γ (MeV)	A_2	A_4	A_2	A_4
7	6,53 — (2,23 — 2,24)	+ 0,90 ± 0,08	− 0,27 ± 0,09	+0,98 ± 0,11	+ 0,1 ± 0,12
8	6,59 — (2,23 — 2,24)	+ 0,92 ± 0,13	− 0,12 ± 0,13	+ 1,06 ± 0,16	+ 0,42 ± 0,18
15	9,81 — 2,24	− 0,45 ± 0,23	− 0,08 ± 0,45	− 0,34 ± 0,16	+ 0,40 ± 0,27

Tableau III

Coefficients des termes en polynomes de Legendre de la fonction de corrélation angulaire obtenue dans les géométries VI et VII.

Le tableau III donne les coefficients des corrélations angulaires γ -γ obtenus dans les géométries VI et VII, pour les résonances 7,8 et 15.

La fonction d'excitation montre en 4 une résonance se désexcitant par des rayonnements γ_o et γ_1. Nous avons mesuré la distribution angulaire des rayonnements γ_o au maximum de la résonance 4. Cette distribution, très perturbée, ne peut être expliquée que par un mélange de spins 1^- et 2^+. En distribuant les rayonnements γ_o de part et d'autre de cette résonance, il a été possible de mettre en évidence deux niveaux résonnants de moment angulaire total 1^-. La figure IV_7 montre la forme des trois distributions mesurées. L'analyse de la distribution angulaire de la résonance 4 a permis de déterminer que cette fonction de distribution correspond à un mélange de transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ (40 %), $1^- \rightarrow 0^+$ (60 %).

Nous avons essayé de décomposer l'ensemble 3, 4, 5 en trois résonances, en supposant que la forme de chacune d'elles est symétrique par rapport à son maximum (Fig. IV_8). Cette décomposition donne, au maximum de la résonance 4 un mélange de 60 % $2^+ \rightarrow 0^+$ et 40 % $1^- \rightarrow 0^+$, qui, en tenant compte des erreurs, est en accord avec le mélange déduit des coefficients de la distribution angulaire. Cependant la largeur obtenue pour la résonance 3 est grande, et il est possible que cette résonance soit composée. Cette conclusion est compatible avec les résultats de la réaction $^{31}P(p,\alpha)^{28}Si$ (Ri67), qui mettent en évidence de nombreux niveaux aux alentours de cette énergie.

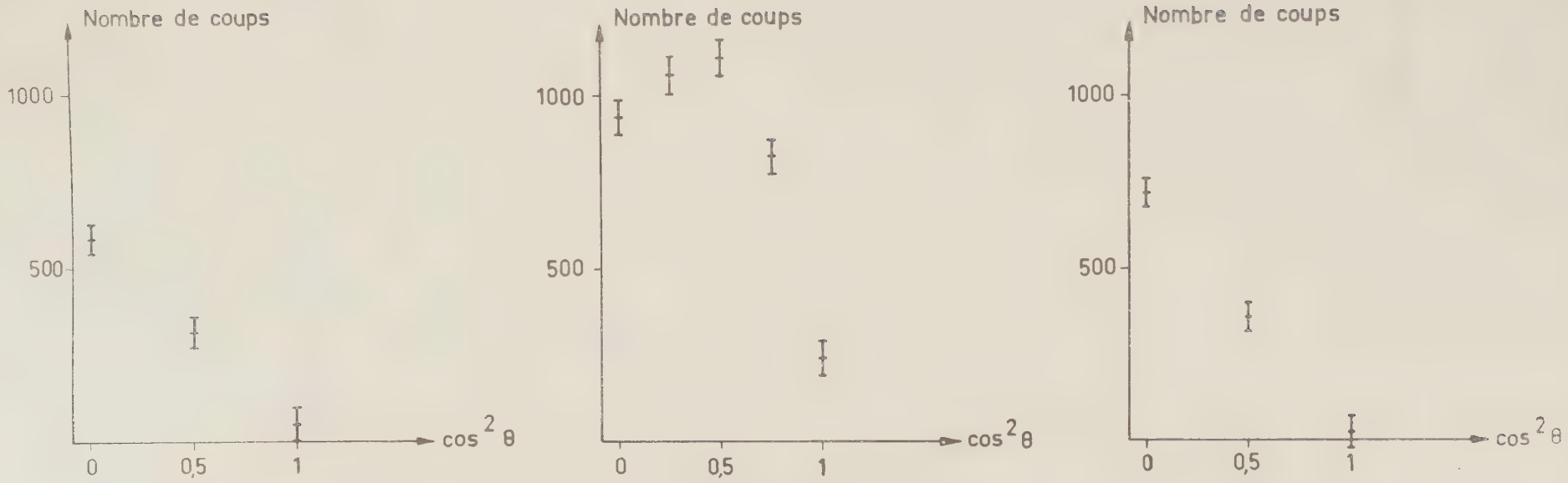


Figure IV 1

Distributions angulaires du rayonnement γ_0 pour les résonances 3, 4 et 5.

a E_α = 4,456 MeV. b E_α = 4,449 MeV c E_α = 4,460 MeV.

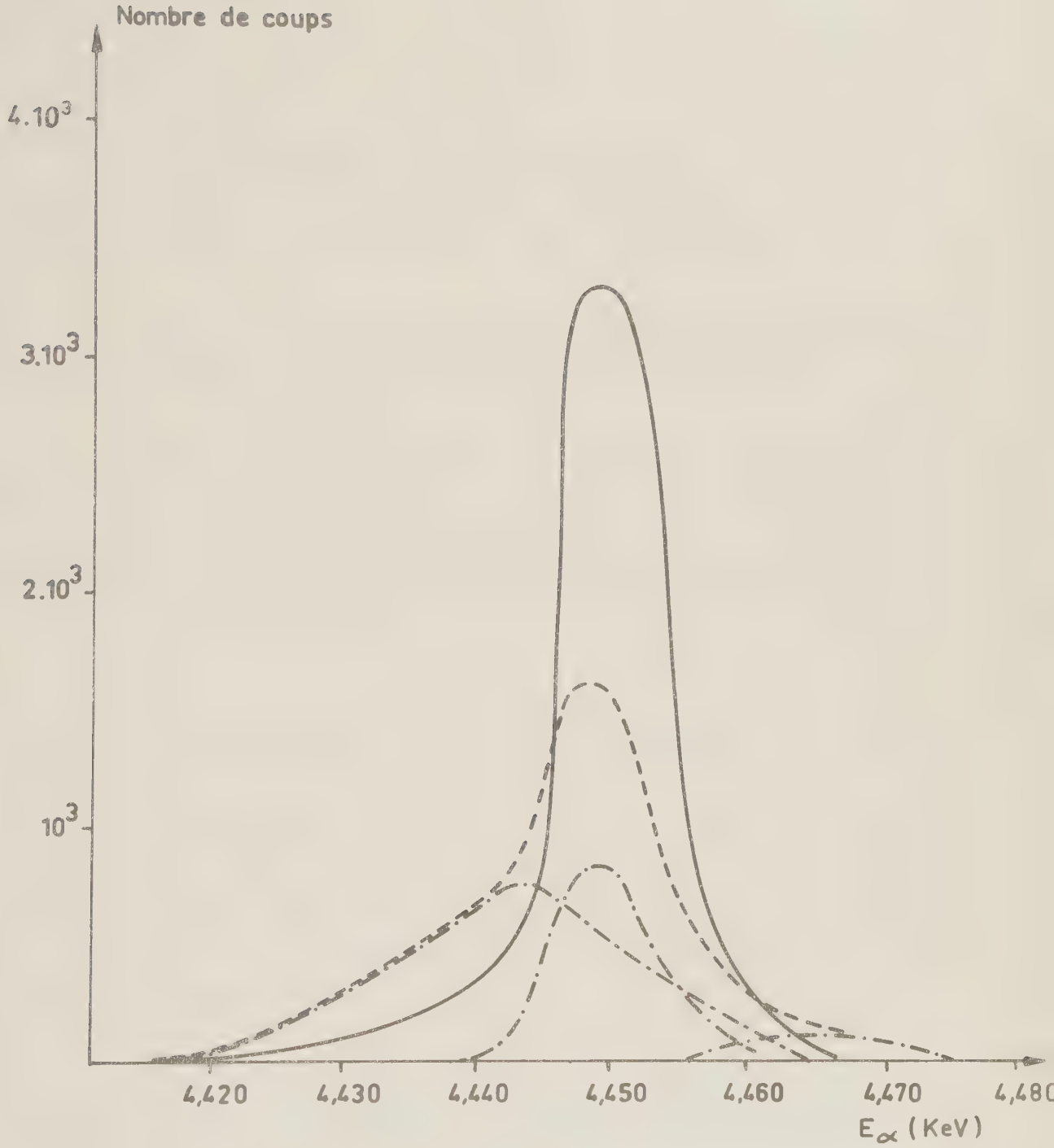


Figure IV 8

Décomposition graphique de la fonction d'excitation des rayonnements γ_0 pour l'ensemble des résonances 3, 4, 5.

Les coefficients des polynomes de Legendre de la fonction de distribution angulaire des rayonnements γ_o de la résonance 13, montrent que la transition observée n'est pas une transition $2^+ \rightarrow 0^+$ pure.

Les valeurs expérimentales sont compatibles avec un mélange de 78 % d'une transition $2^+ \rightarrow 0^+$ et de 22 % d'une transition $1^- \rightarrow 0^+$.

Nous avons admis, pour les résonances composées, qu'il n'y a pas d'interférence nucléaire entre les niveaux, c'est-à-dire que la largeur des niveaux est inférieure à la distance entre deux niveaux , la résolution expérimentale ne permettant pas de séparer les différents niveaux.

3) Schémas de désexcitation et rapports d'embranchement

Pour chaque résonance, le schéma de désexcitation a été établi à partir des spectres obtenus avec la jonction Ge (Li) et des spectres en coïncidences. Les rapports d'embranchement ont été calculés à partir des aires des pics du spectre détecté par la jonction et corrigé en fonction de l'efficacité du détecteur.

Les mesures ont été répétées pour chaque résonance, avec une charge collectée variant de 60.10^3 /uC à 150.10^3 /uC. suivant l'intensité de la résonance.

Au-delà d'une énergie incidente égale à 5,2 MeV, le spectre obtenu avec le détecteur Ge-Li, est fortement perturbé par les rayonnements γ de 6,13 MeV provenant de l'^{16}O.

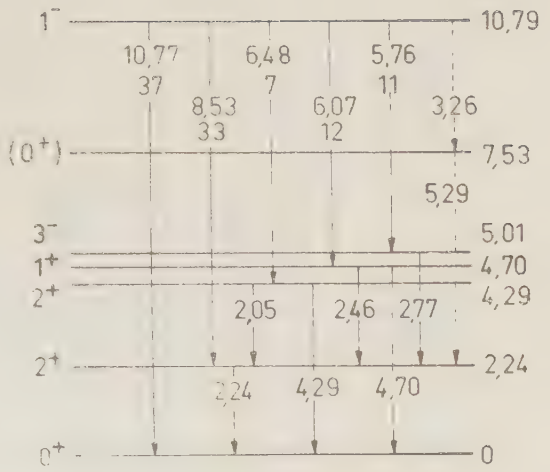
Pour les résonances à rendement important, il a été possible de mettre en évidence des transitions ayant une intensité relative de quelques pourcent, alors que pour les résonances à faible rendement, seules les transitions les plus fortes ont été observées.

De nombreux rayonnements γ de faible énergie apparaissent dans les spectres du fond. Ces rayonnements proviennent, pour la plupart, d'autres réactions résonnantes et leur intensité varie donc rapidement avec l'énergie incidente. La présence d'un rayonnement γ dans le spectre d'une résonance n'est donc pas la preuve formelle qu'il provienne de la désexcitation du niveau étudié, même s'il n'apparaît pas dans le spectre hors résonance.

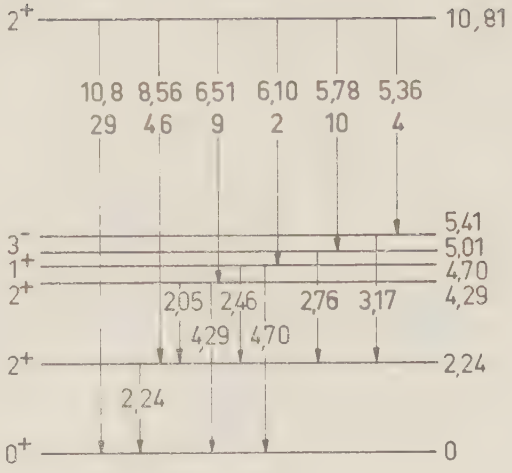
Ainsi plusieurs rayonnements γ mis en évidence dans les spectres n'ont pu être placés dans les schémas de désexcitation qui sont représentés par les figures IV_9 à IV_{13}. La figure IV_{14} montre l'ensemble des transitions observées dans ce travail.

Nous allons discuter quelques cas particuliers :

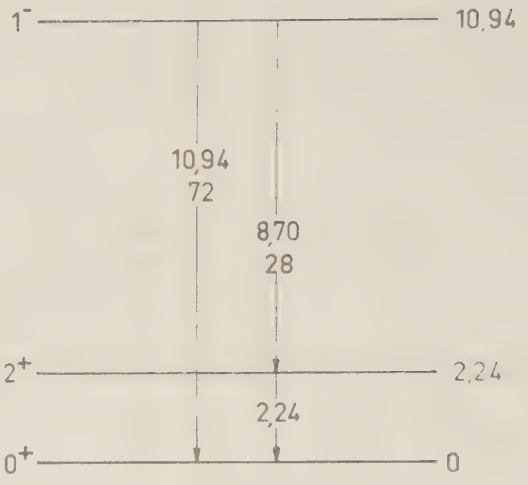
Le spectre de désexcitation de la résonance 1 met en évidence deux rayonnements γ ayant respectivement comme énergie 3,26 et



Résonance 1. $E_\alpha = 4,391$ MeV

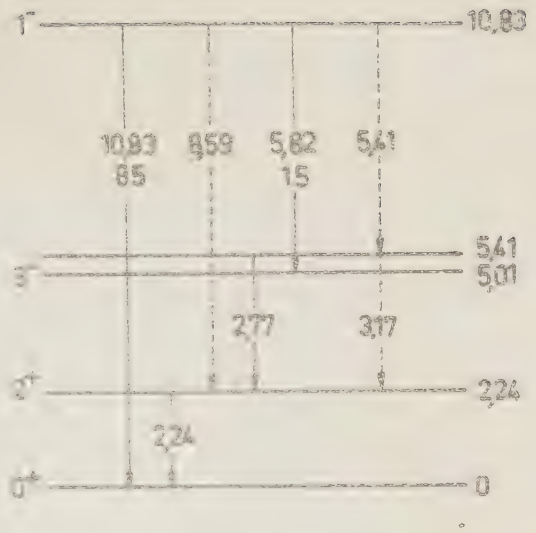


Résonance 2. $E_\alpha = 4,409$ MeV

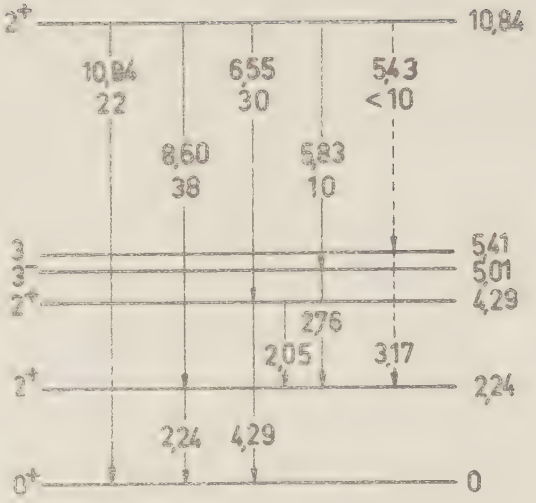


Résonance 6. $E_\alpha = 4,563$ MeV

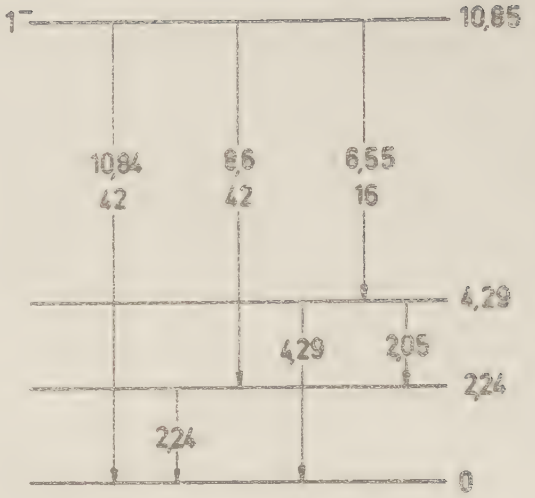
Figure IV 9



Résonance 3. E_α = 4,436 MeV

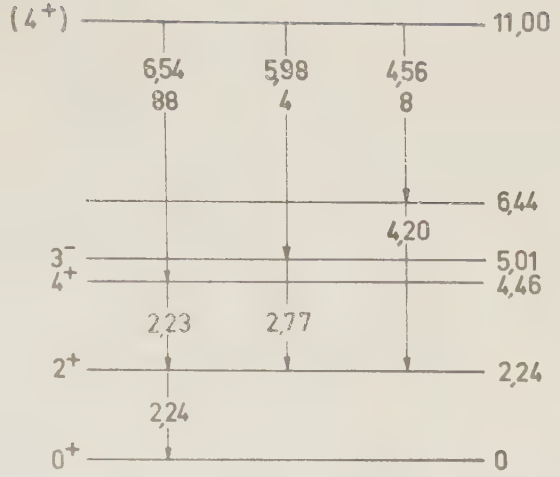


Résonance 4. E_α = 4,449 MeV

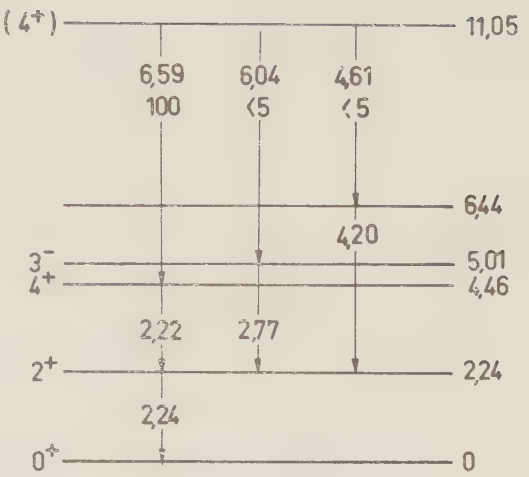


Résonance 5. E_α = 4,460 MeV

Figure IV 10



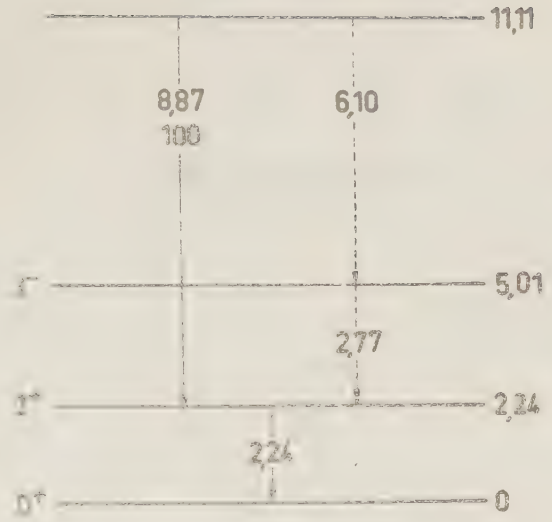
Résonance 7. E_α = 4,628 MeV



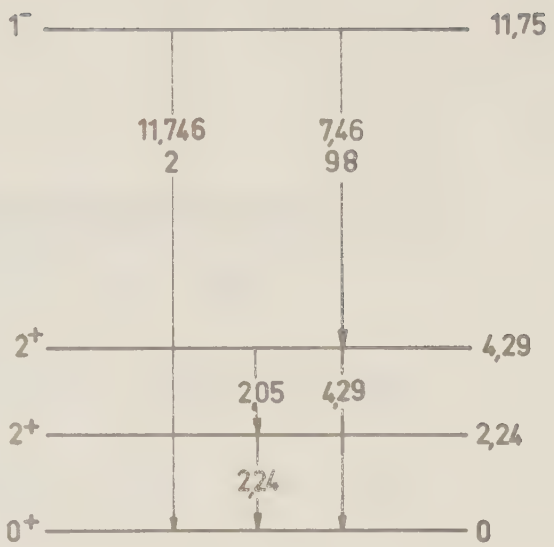
Résonance 8. E_α = 4,690 MeV

Résonance 9. E_α = 4,720 MeV

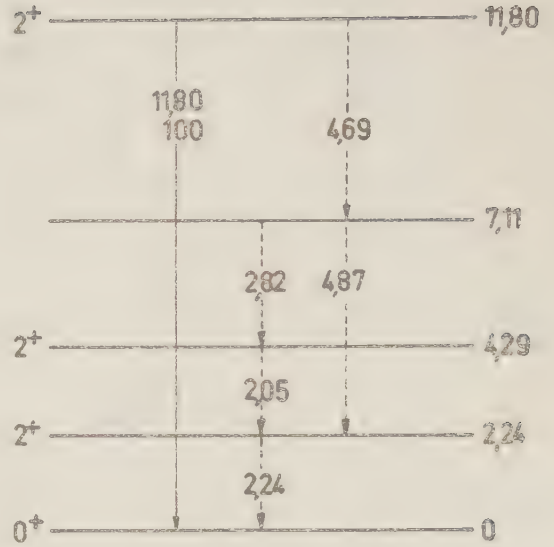
Figure IV 11



Résonance 10. E_α = 4, 757 MeV

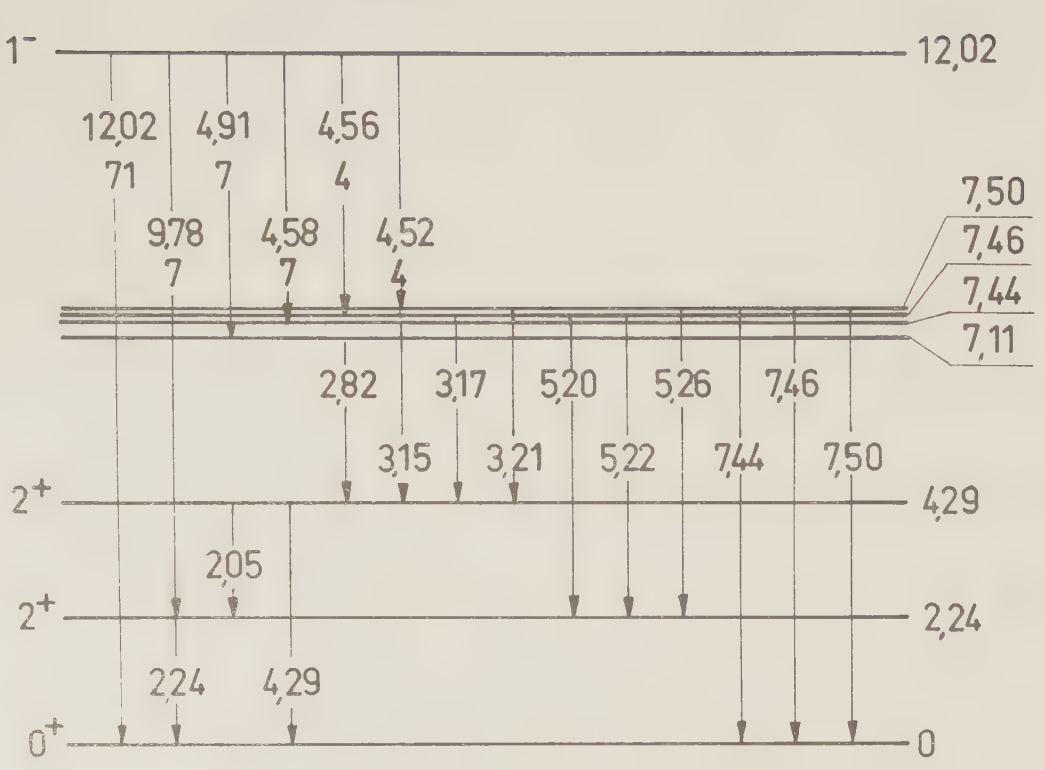


Résonance 11. E_α = 5,483 MeV



Résonance 13. E_α : 5, 528 MeV

Figure IV 12


1⁻
12,02
12,02
71
4,91
7
4,56
4
9,78
7
4,58
7
4,52
4
7,50
7,46
7,44
7,11
2,82
3,17
5,20
5,26
7,46
3,15
3,21
5,22
7,44
7,50
2⁺
4,29
2,05
2⁺
2,24
2,24
4,29
0⁺
0

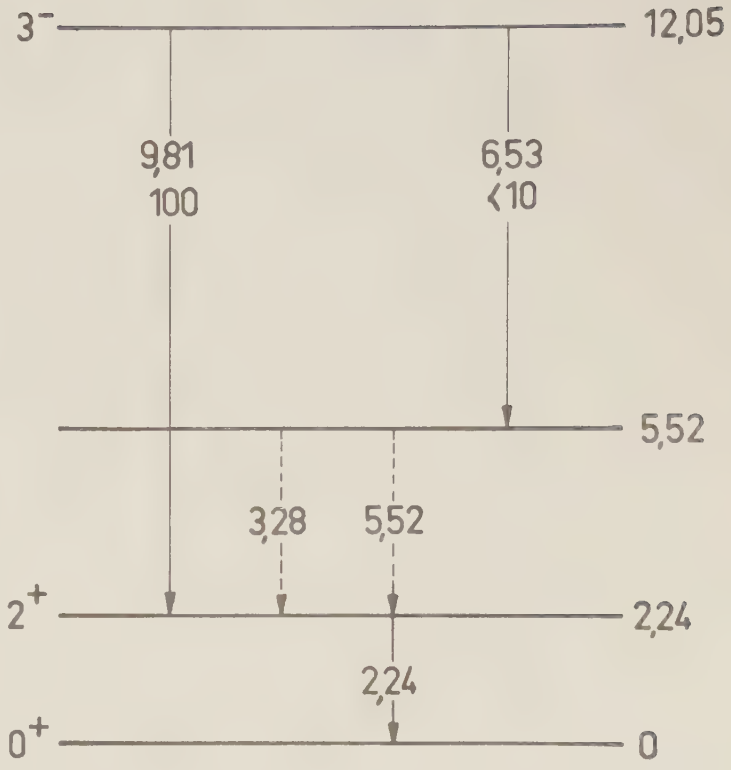

3⁻
12,05
9,81
100
6,53
<10
5,52
3,28
5,52
2⁺
2,24
2,24
0⁺
0

Figure IV 13

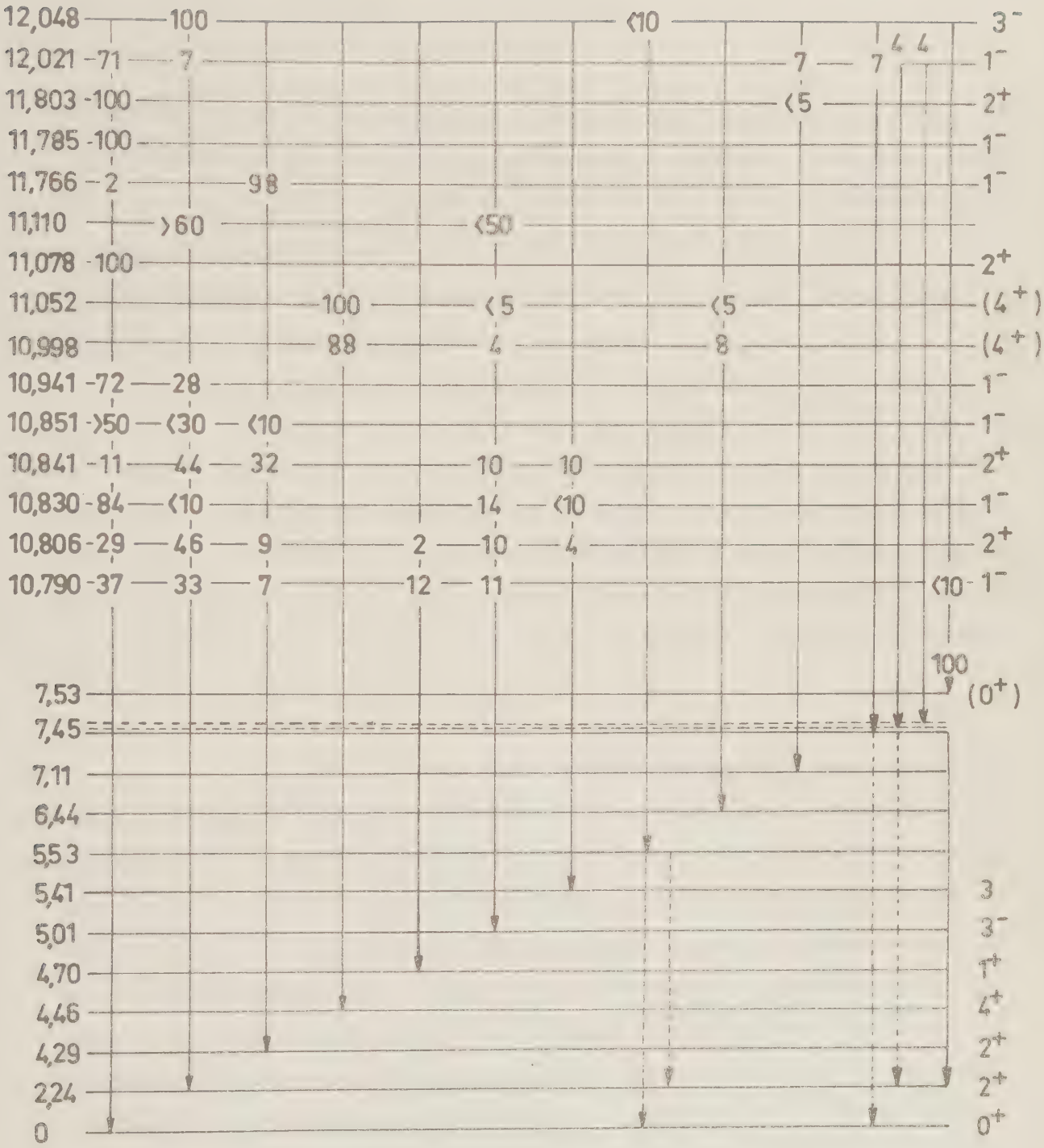


Figure IV 14

Transitions observées dans le ^{32}S par la réaction $^{28}Si(\alpha,\gamma)^{32}S$

5,29 MeV. Ces deux rayonnements γ peuvent provenir d'une transition du niveau résonnant vers le niveau à 7,522 MeV trouvé par Graue et al (Gr68), puis d'une transition du niveau à 7,52 MeV vers le premier niveau excité. La désexcitation du niveau à 7,52 MeV vers le premier niveau excité de moment angulaire total 2^+ est compatible avec la valeur 0^+ du moment angulaire total donnée par Graüe.

Les schémas donnés pour les résonances 3, 4 et 5 sont ceux obtenus aux énergies pour lesquelles les distributions angulaires ont été mesurées. Ces schémas confirment l'existence de plusieurs niveaux dans cette région d'énergie. La résonance 3 se désexcite principalement par γ_o, alors que les résonances 4 et 5 montrent deux fortes transitions, l'une vers le premier niveau excité et l'autre vers le deuxième niveau excité de spin 2^+ situé à 4,29 MeV.

D'après la forme théorique des résonances, le schéma de la résonance 3 ne doit pas être perturbé par les résonances d'énergie plus grande, et les rapports d'embranchement donnés sont exacts. Par contre, pour la résonance 4, la distribution des rayonnements γ_o a montré un mélange avec 60 % provenant d'une résonance 1^-. Si l'on admet que cette perturbation vient principalement de la résonance 3, l'intensité de γ_o sera beaucoup plus faible que celle indiquée (de l'ordre de 10 %). La résonance 5 montre les mêmes transitions que la résonance 4, mais avec une plus grande intensité relative pour le rayonnement γ_o. En faisant le même raisonnement pour les résonances 4 et 5 que pour les résonances 3 et 4, on peut admettre que la transition vers le niveau 2^+ à 4,29 MeV

est principalement due à la contribution de la résonance 4, de même qu'une proportion importante de la transition vers le niveau situé à 2,24 MeV.

La distribution angulaire des rayonnements γ_o de la résonance 5 n'est pas perturbée. Ceci confirme que la résonance 4 se désexcite faiblement vers le niveau fondamental.

Les niveaux résonnants 7 et 8 ont des schémas de désexcitation très différents de ceux des autres niveaux observés, mais semblables entre eux. Tous deux montrent une forte transition vers le niveau à 4,46 MeV, et des transitions faibles vers les niveaux à 5,01 MeV et 6,44 MeV. Le niveau à 6,44 MeV se désexcite vers le premier niveau excité de spin 2^+. Compte tenu du spin probable 4^+ du niveau résonnant, le spin du niveau à 6,44 MeV doit être compris entre 2 et 4.

Le spectre de la résonance 14 montre un triplet à 7,44, 7,46 et 7,50 MeV, dont les trois niveaux se désexcitent suivant les mêmes transitions. La désexcitation a été étudiée en utilisant plusieurs cibles, et ce triplet est apparu dans toutes les mesures.

Dans l'étude de niveaux résonnants se désexcitant par les niveaux à 7,43 MeV, Ter Veld (Te63) et Andersen (An65), en utilisant des détecteurs à scintillateurs NaI, n'ont pas mis en évidence un tel triplet. Seul un détecteur Ge-Li permet de séparer des rayonnements γ d'énergie aussi proche.

Cependant, chacune de ces transitions est égale, environ à 5 % de l'intensité totale de la résonance, donc à la limite d'intensité des transitions détectables dans ces expériences, et d'autre part, bien que les rayonnements γ du "triplet" n'apparaissent pas dans le spectre hors-résonance, il n'est pas exclu que certains de ces rayonnements proviennent d'autres réactions.

4) Largeurs partielles Γ_γ

Les quantités $\frac{(2J+1)\Gamma_\alpha\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ ont été déterminées en comparant le rendement de chaque résonance au rendement de la résonance à E_α = 2,904 MeV dont la largeur $\Gamma_{\gamma_o + \gamma_1}$ a été déterminée par Smulders (Sm64). Pour chaque résonance, la largeur Γ_{γ_o} (ou, lorsqu'il n'y a pas de γ_o, la largeur partielle Γ_γ de la transition la plus intense) a été ainsi mesurée. En tenant compte des rapports d'embranchement, la largeur totale Γ_γ a été déduite pour l'ensemble des transitions mises en évidence.

Il n'a pas été possible de chiffrer les largeurs partielles Γ_γ pour les trois résonances les plus faibles.

Lorsque la résonance est intense et isolée, la détermination de l'aire délimitée par la courbe de résonance est relativement aisée ; par contre, lorsque les résonances interfèrent, comme c'est le cas des résonances 3, 4 et 5, l'évaluation de l'aire pour chacune des résonances est difficile.

La largeur Γ_{γ_o} a été déterminée globalement pour les trois résonances 3, 4 et 5. En admettant que les transitions vers les niveaux à 2,24 MeV et à 4,29 MeV proviennent uniquement de la résonance 4, et en tenant compte pour les rayonnements γ_o de la décomposition en plusieurs résonances, les largeurs Γ_γ partielles et les largeurs Γ_γ totales ont pu être estimées pour chacune des trois résonances. La résonance 3 est probablement la somme de plusieurs résonances, et la largeur partielle donnée est la somme des largeurs. Dans ce cas, l'erreur sur la détermination des largeurs de chaque résonance est grande.

Les rapports d'embranchement ainsi que les coefficients de mélange de multipolarité déduits de l'analyse des distributions et corrélations angulaires étant connus, on peut déduire des quantités $\frac{(2J+1)\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$, les limites inférieures des largeurs partielles Γ_γ pour chaque multipolarité, et les comparer aux "unités Weisskopf".

Les tableaux IV, V, VI et VII donnent les résultats obtenus respectivement pour les transitions E1, E2, M1 et M2.

5) Mesure de la vie moyenne du niveau à 4,29 MeV

La vie moyenne du niveau à 4,29 MeV a été mesurée par la méthode du déplacement par effet Doppler. La résonance 4 (E_α=4,449 MeV)

Transitions électriques dipolaires observées dans le ^{32}S

N° Res.	Ex(MeV)	E_γ(MeV)	Ji → Jf	δ	Γ_i (eV)	Γ_w(eV)	$\|M\|^2$
1	10,79	10,79	$1^- \rightarrow 0^+$	–	$0,07 \pm 0,03$	$0,83\times10^3$	$0,08 \pm 0,04 \times 10^{-3}$
		8,55	$1^- \rightarrow 2^+$	0,34	$0,06 \pm 0,03$	$0,42\times10^3$	$0,13 \pm 0,07 \times 10^{-3}$
3	10,83	10,83	$1^- \rightarrow 0^+$	–	$0,26 \pm 0,13$	$0,86\times10^3$	$0,30 \pm 0,15 \times 10^{-3}$
5	10,85	10,85	$1^- \rightarrow 0^+$	–	$0,02 \pm 0,02$	$0,86\times10^3$	$0,02 \pm 0,02 \times 10^{-3}$
6	10,94	10,94	$1^- \rightarrow 0^+$	–	$0,4 \pm 0,1$	$0,89\times10^3$	$0,5 \pm 0,12 \times 10^{-3}$
		8,70	$1^- \rightarrow 2^+$	0,00	$0,17 \pm 0,08$	$0,45\times10^3$	$0,37 \pm 0,19 \times 10^{-3}$
				3,0	$0,02 \pm 0,02$	$0,45\times10^3$	$0,04 \pm 0,02 \times 10^{-3}$
11	11,75	11,75	$1^- \rightarrow 0^+$	–	$0,01 \pm 0,02$	$1,10\times10^3$	$0,01 \pm 0,02 \times 10^{-3}$
		7,46	$1^- \rightarrow 2^+$	0,21	$1,15 \pm 0,4$	$0,28\times10^3$	$4,1 \pm 0,14 \times 10^{-3}$
14	12,02	12,02	$1^- \rightarrow 0^+$		$0,8 \pm 0,3$	$1,18\times10^3$	$0,7 \pm 0,3$

Tableau VI

Transitions magnétiques quadripolaires observées dans le ^{32}S

N° Res.	Ex(MeV)	E_γ(MeV)	Ji → Jf	δ	Γ_i (eV)	Γ_w(eV)	$\|M\|^2$
1	10,79	8,55	$1^- \rightarrow 2^+$	0,34	$0,6 \pm 0,7\times10^{-2}$	$0,67\times10^{-2}$	$1 \pm 1,15$
				1,43	$0,04 \pm 0,04$	$0,67\times10^{-2}$	6 ± 6
6	10,94	8,70	$1^- \rightarrow 2^+$	3,0	$0,15 \pm 0,07$	$0,74\times10^{-2}$	20 ± 10
11*	11,75	7,46	$1^- \rightarrow 2^+$	0,21	$0,05 \pm 0,02$	$0,34\times10^{-2}$	14 ± 5

Tableau VII

Transitions magnétiques dipolaires observées dans le ^{32}S

N° Res.	Ex (MeV)	Eγ (MeV)	Ji → Jf	δ	Γi (eV)	Γw (eV)	$\|M\|^2$
7	10,81	8,57	$2^+ \rightarrow 2^+$	0,16	0,3 ± 0,09	13,0	$0,23 \pm 0,08 \times 10^{-1}$
				3,9	0,018 ± 0,004	13,0	$0,14 \pm 0,03 \times 10^{-2}$
4	10,84	8,60	$2^+ \rightarrow 2^+$	0,54	0,29 ± 0,05	13,2	$0,22 \pm 0,04 \times 10^{-1}$
		6,55	$2^+ \rightarrow 2^+$	0,60	0,22 ± 0,04	5,82	$0,37 \pm 0,07 \times 10^{-1}$

Tableau V

Transitions électriques quadripolaires observées dans le ^{32}S

N° Res.	Ex (MeV)	Eγ (MeV)	Ji → Jf	δ	Γi (eV)	Γw (eV)	$\|M\|^2$
2	10,81	10,81	$2^+ \rightarrow 0^+$		0,19 ± 0,06	0,72	0,27 ± 0,09
		8,57	$2^+ \rightarrow 2^+$	0,16	0,077 ± 0,006	0,225	0,034 ± 0,003
				3,96	0,29 ± 0,05	0,225	1,2 ± 0,25
4	10,84	10,84	$2^+ \rightarrow 0^+$		0,08 ± 0,04	0,73	0,011 ± 0,005
		8,60	$2^+ \rightarrow 2^+$	0,54	0,08 ± 0,02	0,23	0,37 ± 0,09
		6,55	$2^+ \rightarrow 2^+$	0,60	0,08 ± 0,02	0,06	1,3 ± 0,3
9	11,08	11,08	$2^+ \rightarrow 0^+$		0,05 ± 0,03	0,81	0,06 ± 0,04
11	11,80	11,80	$2^+ \rightarrow 0^+$		0,2 ± 0,07	1,12	0,18 ± 0,07

correspondant à un niveau excité à 10,841 MeV, a été choisie pour faire cette mesure à cause de sa forte intensité de transition vers le niveau 4,29 MeV (32 %). En outre, le niveau résonnant se désexcite par une transition (41 %) vers le niveau à 2,24 MeV. Le temps de vie du niveau à 2,24 MeV est de 0,34 ps (En67). L'observation du déplacement en énergie du rayonnement γ de 2,24 MeV par effet Doppler pourrait servir de contrôle de la mesure, mais il faut remarquer que ce niveau est en partie alimenté par un rayonnement γ émis par le niveau à 5,01 MeV dont la vie est longue (30 ± 4 ps).

Si ΔE_γ est la différence d'énergie du rayonnement γ émis à deux angles θ_1 et θ_2, la fonction $F(\tau) = \frac{\alpha}{\alpha+\lambda}$ s'écrit :

$$F(\tau) = \frac{\Delta E_\gamma}{E_{\gamma o}\beta(0)(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}$$

Le déplacement maximum est :

$$\Delta E_{\gamma o}\,\beta(0) = \frac{v}{c} E_{\gamma o} = \Delta E_{max}$$

$E_{\gamma o}$ est l'énergie de la transition et v la vitesse du noyau de recul. Les mesures ont été faites aux angles $\theta_1 = 0^o$ et $\theta_2 = 90^o$ et par conséquent :

$$F(\tau) = \frac{\Delta E_\gamma}{\Delta E_{max}}$$

Pour le rayonnement de 2,24 MeV, la valeur moyenne du déplacement observé pour le pic d'absorption totale est de $2,9 \pm 0,9$ keV. A partir de cette valeur, on peut déterminer la valeur de la fonction $F(\tau) = 0,21 \pm 0,06$.

Le pouvoir d'arrêt du ^{32}S dans le ^{28}Si n'ayant pas été mesuré, le temps de ralentissement α du noyau de recul a été calculé d'après la théorie de Lindhard et Scharff, en négligeant les effets nucléaires ; on trouve pour α une valeur égale à 0,88 ps.

La vie moyenne du niveau à 2,24 MeV déterminée ainsi est comprise entre 2 et 3 ps. Cette valeur est incompatible avec la valeur connue (0,34 ps). Le déplacement du pic du rayonnement γ de 2,24 MeV est donc fortement perturbé. Ceci peut être expliqué par plusieurs raisons :

D'une part le niveau à 2,24 MeV est alimenté par différentes cascades, et la vie longue du niveau intermédiaire à 5,01 MeV diminue le déplacement en énergie du rayonnement de 2,24 MeV ;

D'autre part l'existence dans le fond d'un rayonnement γ d'énergie voisine de 2,24 MeV peut perturber le déplacement. En effet, nous avons parfois observé, dans le fond, un tel rayonnement γ inséparable du rayonnement de 2,24 MeV. La distribution du rayonnement de 2,24 MeV pourrait ainsi être perturbée, mais nous n'avons constaté aucune perturbation dans la limite des erreurs.

Enfin, le déplacement du rayonnement de 2,24 MeV est faible, et une légère dérive de l'électronique peut introduire une grande erreur sur ce déplacement.

Le déplacement maximum, pour les différents rayonnements γ émis par le niveau résonnant, a été calculé à partir de la cinématique de la réaction. Les valeurs trouvées sont respectivement :

13,67 keV pour le rayonnement de 2,24 MeV
26,18 keV pour le rayonnement de 4,29 MeV
52,48 keV pour le rayonnement γ_1 de 8,60 MeV.

Pour déterminer le déplacement des pics de rayonnement γ entre 0 et 90°, les spectres ont été mesurés deux fois à chaque angle, pour une charge de 50.10^3 /uC.

Pour le rayonnement γ_1 le déplacement observé a été pris égal à la moyenne des valeurs obtenues pour les pics du premier et du deuxième échappement, on a trouvé :

$$\Delta E_{\gamma 1} = 48 \pm 6 \text{ keV}$$

Le déplacement observé est, dans la limite des erreurs, égal au déplacement maximum calculé. La vie moyenne du niveau résonnant est donc trop courte pour pouvoir être mesurée par cette méthode.

Pour le rayonnement γ de 4,29 MeV, la valeur du déplacement a été déterminée à partir du pic de deuxième échappement. La statistique pour les pics de premier échappement et d'absorption totale était en effet trop faible pour pouvoir calculer le centre de gravité de ces pics avec une précision suffisante.

Le déplacement en énergie est égal à :

$$23,72 \pm 0,62 \text{ keV.}$$

Ce qui donne pour F (τ) la valeur :

$$F(\tau) = 0,91 \pm 0,03.$$

Les courbes donnant F (τ) en fonction de τ/α (Fig.IV$_{15}$), ont été calculées en prenant pour α les valeurs données par la théorie de Lindhard et Scharff, et en tenant compte de la contribution fn des effets nucléaires. Les différentes courbes sont obtenues en faisant varier cette contribution.

Nous avons admis que, pour une valeur F (τ) donnée τ/α peut prendre toutes les valeurs comprises entre les deux courbes extrêmes F (τ). Compte tenu de ceci, de l'erreur sur F (τ), et prenant pour le ralentissement α la valeur calculée $8,8 \times 10^{-13}$ s, la vie moyenne du niveau à 4,29 MeV a été trouvée égale à :

$$(0,94 \pm 0,29) \times 10^{-13} \text{ s.}$$

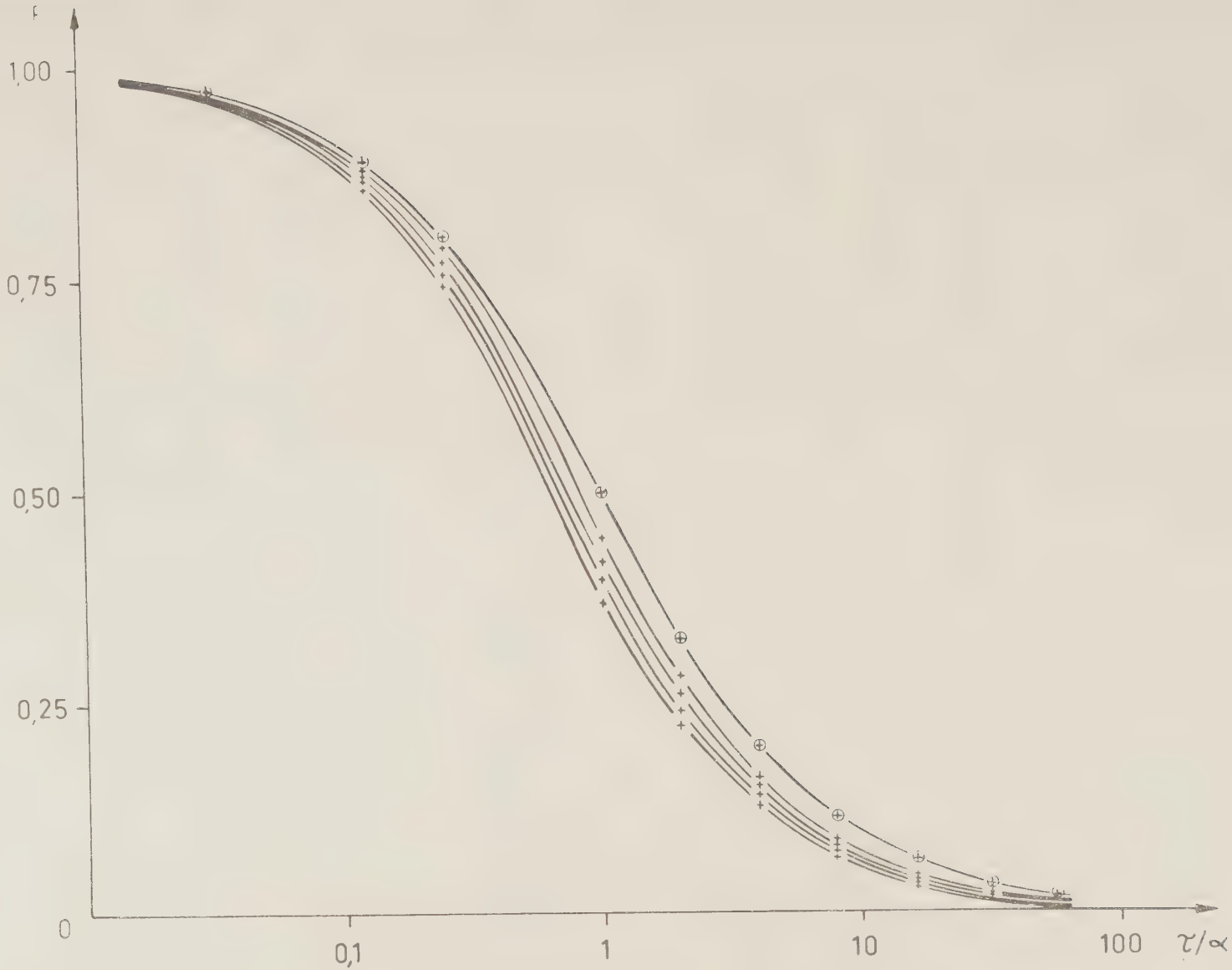


Figure IV 15

Courbes donnant le facteur d'atténuation F en fonction de τ/α. Les différentes courbes sont obtenues en faisant varier la contribution due aux collisions nucléaires.

Cette valeur est en accord avec la valeur (85 $\pm$ 10 fs) trouvée par Mennrath et al (Me69).

III. - DISCUSSION DES RESULTATS

1) Densité de niveaux

La densité de niveaux, dans un noyau léger ($Z < 30$), à une énergie d'excitation E_x, est déterminée par le rapport $\rho = \frac{dN}{dE_x}$, où N représente le nombre de niveaux excités jusqu'à une énergie d'excitation E_x. Gilbert et al (Gi65), ont montré que N est donné par la relation :

$$N(E_x) = \exp\left[(E_x - E_o) / T\right]$$

E_o est l'énergie d'un état fondamental arbitraire, et T la température nucléaire. T^{-1} est une fonction de la masse du noyau suivant la relation :

$$T^{-1} = 0,0165\ A\ MeV^{-1}$$

On constate, pour T^{-1} des écarts avec la relation précédente, dus probablement à des effets de couche.

La relation donnant la densité de niveaux :

$$\rho = \frac{1}{T} \exp\left[(E_x - E_o) / T\right]$$

est valable pour une énergie d'excitation $E_x < E_a$.

Pour les noyaux légers, à l'exception de quelques noyaux impair-impair, l'énergie E_a est supérieure à l'énergie maximum de la région où les résonances isolées en proton et en neutron peuvent être observées.

Pour des énergies d'excitation E_x supérieures à E_a, la densité de niveaux est donnée par la formule de Bethe $\rho = e^{\sqrt{aE}}$.

La densité de niveaux observée n'est pas la densité totale de niveaux. En effet, la probabilité d'observer un niveau dépend du moment orbital ℓ de la particule incidente.

La formule d'Ericson (Er60) donne la relation qui existe entre la densité de niveau de spin J et la densité totale de niveaux :

$$\rho(E,J) = \frac{(2J+1)}{2\sigma^2} \exp.\left[-(J+\tfrac{1}{2})^2 / 2\sigma^2\right]\rho(E)$$

Pour un spin donné J, la fraction de niveaux observés est égale à :

$$f_J = \frac{(2J+1)}{4\sigma^2} \exp.\left[(-J+\tfrac{1}{2})^2 / 2\sigma^2\right]$$

La sommation porte sur toutes les combinaisons de moment angulaire et de parité possibles. La densité totale de niveaux, en fonction de la densité observée, et en posant $f = \Sigma f_J$ est donnée par l'expression :

$$\rho = \rho_{obs}/f$$

Le paramètre σ, qui représente la dépendance par rapport au spin, est en première approximation, indépendant de l'énergie, et sa valeur est comprise entre 2 et 2,5 pour des noyaux de A égal à 30 environ.

Dans le ^{32}S, seize niveaux ont été observés pour une énergie d'excitation comprise entre 10,79 et 12,05 MeV, huit de ces niveaux ayant un moment angulaire total 1^- et quatre niveaux un moment angulaire total 2^+.

Les valeurs de f, pour les niveaux de spin 1^- et 2^+, en prenant $\sigma = 2,2$, sont :

$$f_{1^-} = 0,123 \qquad \text{et} \qquad f_{2^+} = 0,136.$$

Le nombre de niveaux 2^+ observés devrait donc être supérieur au nombre de niveaux 1^- observés. Ce n'est pas le cas et ceci peut être expliqué par la faible largeur partielle Γ_γ des résonances 2^+ observées.

Pour les niveaux de moment angulaire total 1^- et 2^+, la densité observée est de 10 niveaux par MeV, et la densité expérimentale est de :

$$\rho_{exp} = \rho_{obs} / f = 39.$$

En prenant les valeurs de T et E_o données par Gilbert pour le ^{32}S :

$$T^{-1} = 0,49 \qquad \text{et } E_o = 1,75 \text{ MeV} \qquad (Gi65)$$

la densité calculée $\rho = \left(\frac{1}{T}\right) \exp. \left[(E-E_o)/T\right]$, pour une énergie d'excitation E_x = 11,4 MeV est de 55 niveaux par MeV.

La valeur de la densité expérimentale est inférieure à la densité théorique, mais la résolution expérimentale et l'importance du fond ne permettent probablement pas de mettre en évidence tous les niveaux de parité naturelle. D'autre part, dans cette expérience, on ne peut former que les niveaux de spin isobarique T = 0. Il faut remarquer aussi que pour le ^{36}Cl et pour une même région d'énergie d'excitation, on observe également un écart entre la courbe théorique et les valeurs expérimentales.

2) Discussion des probabilités de transition

Les probabilités de transition expérimentales ont été comparées aux prédictions théoriques de Weisskopf.

Le tableau IV donne l'ensemble des résultats pour les transitions électriques dipolaires observées dans le ^{32}S.

La valeur moyenne du rapport des éléments de matrice de transition $/M/^2$ a été calculée pour l'ensemble des transitions E1, en excluant les transitions de 6,53 MeV, 6,59 MeV et 7,46 MeV correspondant respectivement aux niveaux à 10,998 MeV, 11,052 MeV et 11,75 MeV (discutées ultérieurement). La valeur moyenne trouvée est :

$$/M/^2_{exp} = 0,3 \times 10^{-3}$$

Dans les noyaux auto-conjugués, ayant A compris entre 20 et 40, la valeur moyenne de $/M/^2$ pour les transitions E1 interdites par le spin isobarique (transitions entre deux niveaux ayant T = O), est donnée par :

$$/M/^2_{int} = 0.18 \times 10^{-3}$$

et la valeur de $/M/^2$ pour les transitions E1 permises ($/\Delta T/ = 1$) est égale à :

$$/M/^2_{per} = 1.5 \times 10^{-3} \qquad \text{(Sk66)}$$

Si les transitions E1 existent malgré l'interdiction du spin isobarique, elles sont dues à un mélange de spin isobarique du niveau initial ; la fonction d'onde de ce niveau peut alors s'écrire :

$$\psi = \psi(T) + \alpha_T(T')\,\psi(T'),$$

$\alpha_T(T')$ est proportionnel à l'élément de matrice de la perturbation coulombienne.

Le coefficient moyen de mélange du spin isobarique, pour l'ensemble des transitions observées dans le ^{32}S est :

$$\alpha^2_T(T') = \frac{/M/^2_{exp}}{/M/^2_{per}} = 0,17$$

Le coefficient α^2_T (T') dépend de la masse du noyau. Il est environ 8% pour les noyaux A $\leq$ 20 et 12% pour les noyaux A $\geq$ 20.

α^2_T (T') dépend également de l'énergie du niveau initial, et varie approximativement de 1 % à 35 % suivant l'énergie du niveau initial (Sk66).

L'interdiction des transitions E1 diminue donc quand l'énergie du niveau initial augmente.

La valeur du coefficient α^2_T (T') trouvée pour les transitions E1 dans le ^{32}S est donc en accord avec la valeur moyenne de ce coefficient pour des niveaux du soufre ayant cette energie d'excitation

Pour le niveau à 11,75 MeV, la transition de 7,45 MeV est accélérée par un facteur 10 par rapport aux autres transitions E1 dans cette région.

En supposant qu'il y ait un doublet de niveaux de spin 1^- et 2^+, la transition pourrait avoir lieu entre un niveau résonnant 2^+ et le niveau 2^+ situé à 4,29 MeV. Cette hypothèse est compatible avec l'analyse de la distribution angulaire du rayonnement γ de 7,46 MeV; cependant, dans ce cas, on ne peut pas expliquer l'absence de transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du niveau initial vers le niveau fondamental, transition qui perturberait la distribution

du rayonnement γ_o émis par le niveau 1^-. Une autre possibilité est que le niveau résonnant n'est pas un doublet, et qu'il se désexcite par une transition vers un niveau à 7,46 MeV.

Le ou les rayonnements γ complémentaires de cette transition n'ont pas été observés, mais la résonance se supperpose à une résonance due au carbone et le fond très important peut masquer un tel rayonnement γ.

Nous n'avons pas tenu compte, dans les calculs, des largeurs des transitions E1 pour les résonances 12 et 13. L'intensité de la résonance 12 est très faible, et n'a pu être mesurée. Si on admet qu'il y a une contribution de 28 % d'une transition E1 $1^- \longrightarrow 0^+$ dans la largeur mesurée pour la résonance 13, la largeur partielle pour la transition E1 serait de 0,132 eV, ce qui donne pour $/M/^2$ la valeur $0,120 \times 10^{-3}$.

Le tableau V donne l'ensemble des résultats pour les transitions quadrupolaires électriques.

L'intensité des transitions électromagnétiques dépend de la masse du noyau et l'intensité de transitions électriques dépend en plus de l'énergie du niveau initial (Va64). Pour les transitions électriques quadrupolaires, l'intensité décroît lorsque l'énergie augmente.

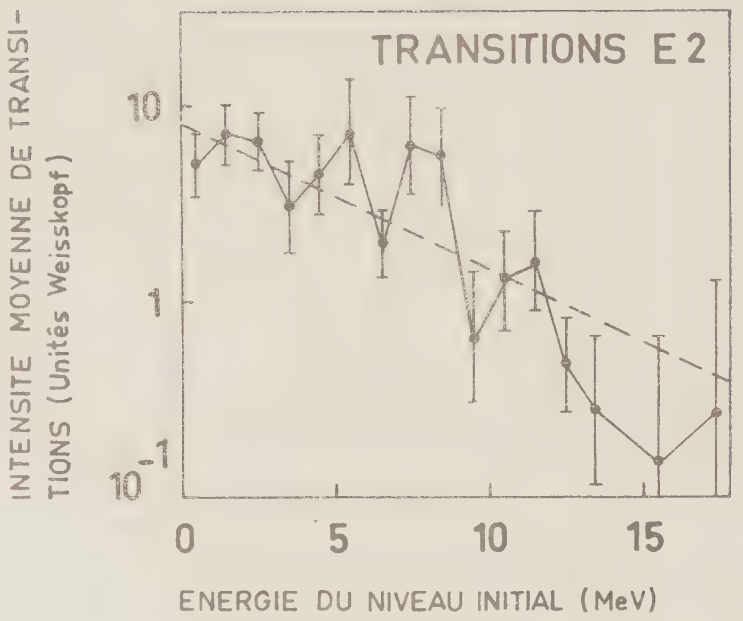


Figure IV 16

Intensité moyenne des transitions électriques quadripolaires en fonction de l'énergie du niveau initial

En ce qui concerne la transition de 8,57 MeV, de la résonance à 10,81 MeV, deux solutions ont été trouvées pour le mélange de multipolarité E2/M1. En prenant la valeur de δ égale à 3,96, on obtient, pour la transition E2, une valeur de $/M/^2$ égale à 1,27, nettement plus grande que celle des autres transitions E2. Par contre, on obtient une transition M1 très ralentie. Il semble donc que cette valeur du coefficient de mélange soit peu probable.

Le niveau à 10,84 MeV se désexcite par une transition accélérée vers le deuxième niveau excité du moment angulaire 2^+ situé à 4,29 MeV.

Pour toutes les transitions électromagnétiques, on peut écrire $/M/^2$ sous la forme :

$$/M/^2 = C\, e^{-\alpha A}\, e^{-\beta E}$$

β étant nul pour les transitions magnétiques.

Pour les transitions E2 permises, on a, pour $A < 40$:

$$/M/^2 = 24\, e^{(-0,06A - 0,15\,E)} \qquad \text{(Sk66)} \qquad (1)$$

La figure IV16 montre l'intensité moyenne des transitions E2, en unités Weisskopf, en fonction de l'énergie du niveau initial.

L'élément de matrice des transitions E2 dépend fortement de l'énergie d'excitation du niveau initial. Ceci peut être expliqué par une diminution des contributions d'interactions collectives, qui, lorsque la densité de niveaux augmente, se distribuent sur plusieurs niveaux voisins.

Pour l'ensemble des transitions électriques quadrupolaires observées dans le ^{32}S, la valeur moyenne de $/M/^2$ est égale à 0,3 pour des niveaux ayant une énergie moyenne d'excitation de 11,2 MeV. La valeur de $/M/^2$, calculée à partir de l'équation (1) est 0,655.

Les transitions E2 observées sont donc, en moyenne, ralenties d'un facteur 2 par rapport à la valeur moyenne, mais nos résultats sont compatibles avec les résultats expérimentaux montrés sur la figure IV16

Les tableaux VI et VII donnent les résultats pour les transitions magnétiques dipolaires et quadrupolaires.

Dans les transitions M1, la transition du niveau à 10,81 MeV, avec le mélange de multipolarité $\delta = 3,9$ a été éliminée. Les autres transitions M1 sont moins ralenties que la moyenne des transitions M1 interdites dans les noyaux auto-conjugués. Cependant, nous avons vu au chapitre II que l'interdiction des transitions M1 diminuait quand la masse du noyau augmentait, et les valeurs expérimentales sont en bon accord avec les intensités des transitions M1 interdites.

Dans le ^{32}S, les transitions M2 sont interdites ; la valeur 3 pour le coefficient de mélange de multipolarité pour la transition de 8,70 MeV du niveau à 10,94 MeV est donc exclue, et la transition de 7,46 MeV du niveau à 11,75 MeV n'est probablement pas une transition M2, d'où l'exclusion d'une transition $1^- \longrightarrow 2^+$. En effet, dans ces deux cas, les transitions M2 seraient fortement accélérées.

Pour la transition de 8,55 MeV du niveau à 10,79 MeV, la valeur du coefficient de mélange de multipolarité égale à 0,34 et donnant une valeur de $/M/^2$ égale à 1,0 semble plus probable que la valeur 1,43 donnant une valeur de $/M/^2 = 6$.

Les transitions les moins intenses, correspondant aux transitions les plus fortement interdites, ne peuvent pas être détectées. Les valeurs données pour $/M/^2$ moyen, et, dans le cas des transitions E1, pour α_T (T'), ne sont que des limites supérieures.

Pour les résonances 7 et 8, les différentes valeurs possibles du moment angulaire total du niveau résonnant formé ont été considérées. Le tableau VIII donne les largeurs partielles obtenues dans chacun des cas.

Si le moment angulaire total de ces deux niveaux résonnants est 3^- ou 5^-, la transition observée est une transition (E1 + M2).

Les valeurs de $/M/^2$, obtenues pour les transitions E1 sont compatibles avec la valeur moyenne obtenue pour des transitions électriques dipolaires permises.

N° Res.	Ex (MeV)	E_γ (MeV)	Ji – Jf	δ	Γ_i (eV)	Γ_w (eV)	$\|M\|^2$
7	10,998	6,53	$3^- - 4^+$	0,24	$0,49 \pm 0,16$	$0,19 \times 10^3$	$(0,26 \pm 0,08) 10^{-2}$
			$5^- - 4^+$	-0,26	$0,32 \pm 0,10$	$0,19 \times 10^3$	$(0,17 \pm 0,05) 10^{-2}$
8	11,052	6,59	$3^- - 4^+$	0,20	$0,32 \pm 0,10$	$0,20 \times 10^3$	$(0,16 \pm 0,05) 10^{-2}$
			$5^- - 4^+$	-0,24	$0,20 \pm 0,06$	$0,20 \times 10^3$	$(0,10 \pm 0,3) 10^{-2}$

Transitions électriques dipolaires

N° Res.	Ex (MeV)	E_γ (MeV)	Ji – Jf	δ	Γ_i (eV)	Γ_w (eV)	$\|M\|^2$
7	10,998	6,53	$3^- - 4^+$	0,24	$0,09 \pm 0,02$	$0,18 \times 10^2$	$(0,5 \pm 0,1)\, 10^2$
			$5^- - 4^+$	-0,26	$0,02 \pm 0,01$	$0,18 \times 10^2$	$(0,12 \pm 0,06) 10^2$
8	11,052	6,59	$3^- - 4^+$	0,20	$0,01 \pm 0,01$	$0,18 \times 10^{-2}$	$(0,07 \pm 0,07) 10^2$
			$5^- - 4^+$	-0,24	$0,01 \pm 0,005$	$0,18 \times 10^{-2}$	$(0,06 \pm 0,03) 10^2$

Transitions magnétiques quadripolaires

N° Res.	Ex (MeV)	E_γ (MeV)	Ji Jf	δ	Γ_i (eV)	Γ_w (eV)	$\|M\|^2$
7	10,998	6,53	$4^+ - 4^+$	0,30	$0,38 \pm 0,12$	$0,58 \times 10^1$	$(0,65 \pm 0,21) 10^{-1}$
8	11,052	6,59	$4^+ - 4^+$	0,34	$0,22 \pm 0,07$	$0,59 \times 10^1$	$(0,37 \pm 0,12) 10^{-1}$

Transitions magnétiques dipolaires

N° Res.	Ex (MeV)	E_γ (MeV)	Ji Jf	δ	Γ_i (eV)	Γ_w (eV)	$\|M\|^2$
7	10,998	6,53	$4^+ - 4^+$	0,30	$0,03 \pm 0,02$	$0,58 \times 10^{-1}$	$(0,52 \pm 0,35)$
8	11,052	6,59	$4^+ - 4^+$	0,34	$0,03 \pm 0,015$	$0,60 \times 10^{-1}$	$(0,50 \pm 0,25)$

Transitions électriques quadripolaires

Tableau VIII

Intensité des transitions observées pour les résonances 7 E_x=4,628MeV et 8 E =4,690MeV

Les différentes valeurs possibles du moment angulaire total du niveau résonnant sont considérées

Les transitions quadripolaires magnétiques sont fortement accélérées et les valeurs trouvées pour $/M/^2$ sont en dehors des limites des transitions M2 normales.

En supposant que le spin isobarique du niveau résonnant est fortement mélangé de T = 1, on peut expliquer l'intensité des transitions E1, mais difficilement celle des transitions M2.

Si le moment angulaire total des niveaux résonnants est 4^+ la transition observée est une transition (E2 + M1).

En tenant compte de l'étalement obtenu pour l'ensemble des valeurs de $/M/^2$, dans le cas des transitions E2 normales et des transitions M1 interdites, l'intensité des transitions observées est compatible avec une transition entre deux niveaux de spin isobarique T = O.

La valeur 4^+ du moment angulaire total semble donc plus probable que les valeurs 3^- et 5^-.

La vie moyenne du deuxième niveau de moment angulaire 2^+ du ^{32}S, à 4,29 MeV, a été trouvée égale à : $(0,94 \pm 0,29)\ 10^{-13}$ s.

Le vie moyenne du premier niveau 2^+ à 2,24 MeV, et le rapport d'embranchement des transitions du deuxième niveau 2^+ vers le niveau à 2,24 MeV et vers le niveau fondamental étant connus, les proba-

bilités de transitions réduites peuvent être calculées :

$$B(E2) = \Gamma \frac{L[(2L+1)!!]^2}{8\pi(L+1)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^{2L+1}$$

$$B(E2,\ 2,24 \rightarrow 0) = 43\ e^2\ fm^4$$

$$B(E2,\ 4,29 \rightarrow 2,24) = 10\ e^2\ fm^4$$

$$B(E2,\ 4,29 \rightarrow 0) = 6\ e^2\ fm^4.$$

Dans le cas d'un modèle vibrationnel pur, les probabilités de transitions calculées sont :

$$B(E2,\ 4,29 \rightarrow 0) = 20\ e^2\ fm^4$$

$$B(E2,\ 4,29 \rightarrow 2,24) = 53,5\ e^2\ fm^4$$

Il n'y a accord ni entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales des probabilités de transition, ni pour le spectre des énergies. Ceci confirme la remarque de Thankappan et Pandya comme quoi les noyaux de A compris entre 30 et 34 ne peuvent pas être décrits par un modèle vibrationnel pur.

Nous avons comparé ces probabilités de transitions électromagnétiques à celles qui peuvent être déduites du modèle développé par Davydov et Fillipov (Da58) pour une bande rotationnelle non-axiale.

Pour cela, les probabilités ont été exprimées en unités définies par :

$$b\,(E2, J_i \rightarrow J_f) = \frac{B\,(E2,\ J_i \rightarrow J_f)}{\frac{e^2\ Q_o^{\,2}}{16\pi}}$$

Le moment quadrupolaire Q_o a été déduit de la valeur de la probabilité de transition $(2,24 \rightarrow 0)$, par la relation :

$$B\,(E2,\ J_i \rightarrow J_f) = \frac{5}{16\pi}\ e^2\ Q_o^2 \left\langle J_i/K/2/0/J_f/K \right\rangle^2$$

Le tableau suivant donne les valeurs $b\,(E2,\ J_i \rightarrow J_f)$ expérimentales et les valeurs obtenues à partir du modèle de Davydov et Filippov (Da58), pour une déformation γ de 20^o, qui donne le meilleur accord.

	exp.	Davydov (γ =20)
b (E2, 2,24 → 0)	1	0,933
b (E2, 4,29 → 0)	0,14	0,0667
b (E2, 4,29 → 2,24)	0,23	0,357.

D'autre part, les énergies des niveaux (0^+, 2^+, $2'^+$, 4^+) du ^{32}S correspondraient plutôt à une déformation supérieure à 20^o. Ainsi l'accord obtenu n'apparaît pas très satisfaisant. Il est cependant raisonnable de penser que l'introduction de mélanges de configuration rend ces résultats meilleurs, en particulier pour le spectre des énergies.

Dans le même ordre d'idée, il faudrait peut-être interpréter ces résultats au moyen du modèle utilisé par Thankappan et Pandya (Th62) pour le ^{30}Si ; modèle dans lequel il est tenu compte des interactions entre les vibrations d'un coeur de ^{28}Si et les nucléons extérieurs à ce coeur, ainsi que des interactions entre ces nucléons.

3) Discussion du schéma de niveaux du ^{32}S

Différentes tentatives ont été faites pour expliquer le schéma du ^{32}S.

Le ^{32}S est un noyau 4n, et peut donc être considéré comme un groupement de huit particules α. Nordstrom et al (No66), sur la base du modèle à particule α, ont calculé les niveaux de parité paire du ^{32}S jusqu'à une énergie d'excitation de 7 MeV. Six niveaux sont en assez bon accord avec des niveaux observés, mais dans cette même région d'énergie, treize niveaux ont été expérimentalement mis en évidence.

Elliott et Harvey (El 63), à partir de la classification U_3, ont calculé le spectre du ^{24}Mg, et on décrit qualitativement les spectres suggérés par cette classification pour les noyaux pair-pair de la couche s-d.

Farris et Eisenberg (Fa66) ont calculé l'énergie des niveaux du ^{32}S et les probabilités de transitions en utilisant un modèle trou-particule. Pour ces calculs, ils ont utilisé, pour l'interaction trou-particule, une forme gaussienne ou de Yukawa à portée finie. Tous les états un trou-une particule ont été étudiés pour les parités paire et impaire, en admettant que le spin isobarique est un bon nombre quantique. Les niveaux du ^{32}S ont ainsi été déterminés jusqu'à 11,10 MeV. Mais les niveaux observés expérimentalement possèdent une énergie inférieure de 1 MeV environ à celle des niveaux calculés correspondants.

Glaudemans et al ont utilisé le modèle en couche pour calculer les niveaux de parité positive des noyaux de la couche $2s\,\frac{1}{2}$ $1d\,\frac{3}{2}$ entre le ^{29}Si et le ^{40}Ca (G164).

Seules les deux couches extérieures ($2\,s\,\frac{1}{2}$ et $1\,d\,\frac{3}{2}$) sont considérées, les autres couches étant assimilées à un coeur inerte de ^{28}Si, produisant un champ central pour les nucléons extérieurs. L'interaction entre les nucléons extérieurs est prise comme une somme d'interaction à deux particules. Les éléments de matrice représentant l'interaction inter-nucléon entre les nombreuses configurations possibles peuvent tous être réduits à un petit nombre d'éléments de matrices d'interaction particule-particule (ou particule-trou). Ces éléments de matrice d'interaction particule-particule ont été considérés comme des paramètres, et ajustés pour reproduire l'énergie des niveaux observés expérimentalement.

L'Hamiltonien du noyau s'écrit :

$$H = H_b + H_e$$

H_b énergie de liaison du coeur de ^{28}Si, et H_e l'énergie des nucléons soumis au champ central produit par le coeur :

$$H_e = \sum_{i=1}^{A'} V_i + \sum_{i=1}^{A'} u_i^{(N)} + \sum_{i=1}^{A'} u_i^{(C)} + \sum_{1 \leq i < j}^{A'} H_{ij}$$

A' nombre de nucléons extérieurs au coeur,

V_i et $u_i(N)$ énergies cinétique et potentielle de la $i^{ème}$ particule,

$u_i(C)$ énergie coulombienne de la $i^{ème}$ particule dans le champ du coeur et des $A' - 1$ autres nucléons,

H_{ij} interaction nucléaire entre deux particules,

$\sum H_{ij}$ interaction nucléaire des A' nucléons externes au coeur.

On admet que l'énergie de liaison de tous les nucléons de la couche s (ou de la couche d) est indépendante du nombre de nucléons dans la couche . Le spin isobarique T est supposé être un bon nombre quantique.

Un état nucléaire composé de n particule dans la couche s et m particules dans la couche d est caractérisé par le mode de couplage du spin et du spin isobarique des particules dans leurs couches respectives. Le moment angulaire total et le spin isobarique de coeur de ^{28}Si sont nuls, dont le moment angulaire total et le spin isobarique des états nucléaires sont déterminés par les nucléons extérieurs au coeur.

Si un état nucléaire dans la configuration $(2s\,\frac{1}{2})^n (1d\,\frac{3}{2})^m$, peut être décrit par une configuration pure, c'est-à-dire couplage j-j de

chaque particule caractérisé par son nombre quantique principal n_i par son moment angulaire orbital l_i et par son moment angulaire total j_i, l'énergie du niveau est égale à :

$$E = E_b + E_c + n E_s + mE_d + \left\langle \sum_{1 \leq i \leq j}^{n+m} H_{ij} \right\rangle$$

E_b énergie de liaison du coeur de ^{28}Si,

E_c somme des interactions coulombiennes entre les protons extérieurs au coeur, et des interactions coulombiennes de ces protons avec le coeur,

E_s et E_d respectivement énergies de liaison avec le coeur d'une particule de la couche s et d'une particule de la couche d. Ces deux quantités sont considérées comme paramètres et ajustées à l'aide des valeurs expérimentales.

Si l'on tient compte de mélange de configurations, l'énergie des niveaux, par rapport au niveau fondamental de ^{28}Si, est déterminée à partir des valeurs propres de l'Hamiltonien : $H = H_e - \sum_{i=1}^{A'} u_i^{(C)}$ après soustraction de l'énergie coulombienne des particules extérieures.

$\sum_{1\leq i<j}^{n+m} J_{ij}$ Il est nécessaire d'évaluer les éléments de matrice entre les différentes configurations sd.

En admettant que les Z' protons extérieurs se déplacent indépendamment les uns des autres dans le champ créé par le coeur, l'expression suivante de Shalit et Talmi (De63) donne l'énergie coulombienne de ces protons

$$E_c(Z') = C\,Z' + \frac{1}{2} Z'(Z' - 1)\,a + \left[\frac{1}{2} Z'\right] b$$

C énergie d'interaction d'un proton dans l'orbite j avec les couches fermées,

C, a et b dépendant de la couche à laquelle appartiennent les protons.

Pour les ^{32}S, la valeur de $E - E_b - E_c$ donnée par de Shalit et Talmi est égale à 47, 06 MeV.

La fonction d'onde ψ_{JT} d'un état nucléaire exprimant le couplage de n_i particules dans la couche s et de m_i particules dans la couche d, caractérisée respectivement par les valeurs de moments angulaires et de spin isobarique $J'_i\ T'_i$ et $J''_i\ T''_i$ est donnée par la relation :

$$\psi_{JT} = \sum_i a_i \psi \left\{ s^{ni}(J'_i\ T'_i)\, d^{mi}(J''_i\ T''_i) / JT \right\} = \sum_i a_i \psi_i .$$

La sommation porte sur toutes les valeurs possibles de J'_i T'_i et J''_i T''_i pouvant donner les valeurs de J et T, et sur toutes les valeurs possibles de $n_i + m_i$ égales au nombre total des nucléons.

L'énergie de l'état est donnée par les valeurs propres de l'Hamiltonien :

$$H\Psi = E\Psi$$

A partir de ces hypothèses, Glaudemans a calculé l'énergie des états (J, T) de parité paire dans le ^{32}S.

Avec les configurations utilisées par Glaudemans, il n'est pas possible de décrire les états de parité impaire.

Pour décrire les niveaux de parité impaire, on prend des configurations avec un ou plusieurs nucléons dans la couche $1f_{7/2}$.

Ces calculs théoriques donnent un assez bon accord aux basses énergies. Par contre, pour les énergies d'excitation élevées, ils prévoient moins de niveaux que les experiences n'en mettent en évidence

Le tableau IX montre les niveaux du ^{32}S observés dans les différentes expériences, et les niveaux calculés par Glaudemans et al.

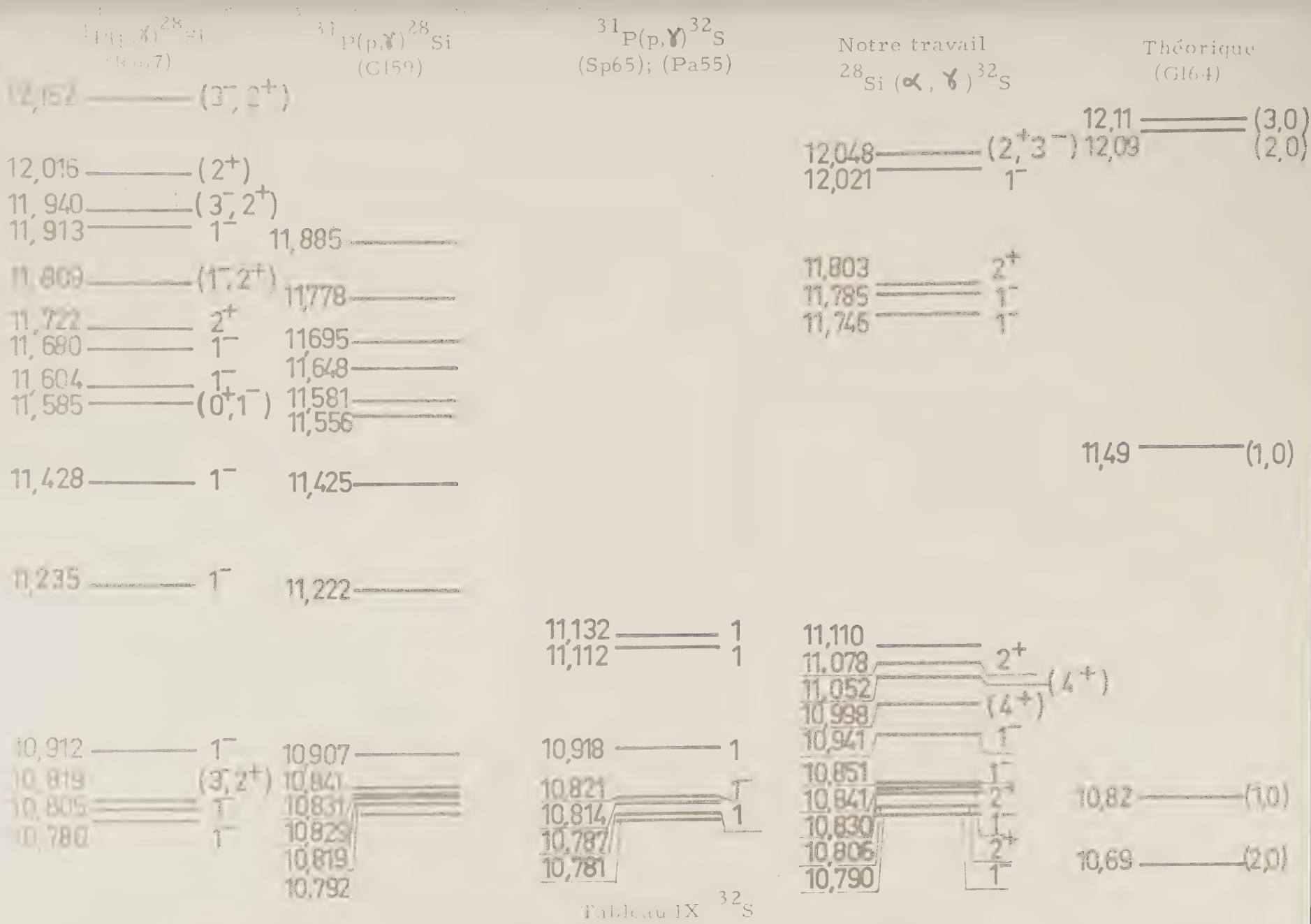


Tableau IX ^{32}S

Niveaux du ^{32}S observés dans différentes expériences. La colonne de droite donne les niveaux calculés par Glaudemans

CHAPITRE V

ETUDE DE LA REACTION $^{34}S(\alpha,\gamma)^{38}Ar$

I. - INTRODUCTION

De nombreuses études expérimentales ont été faites sur ^{38}Ar. Les niveaux excités de ce noyau, ayant une énergie d'excitation inférieure à 7,5 MeV, ont été étudiés à l'aide de diverses réactions, notamment $^{39}K(t,\alpha)^{38}Ar$ (Ta63), $^{41}K(p,\alpha)^{38}Ar$ (Al65), $^{39}K(d,^{3}He)^{38}Ar$ (Wi68).

Les réactions $^{37}Cl(p,\gamma)^{38}Ar$, $^{37}Cl(p,\alpha_o)^{34}S$ et $^{37}Cl(p,n)^{37}Ar$ ont fourni de nombreuses informations sur les niveaux de ^{38}Ar ayant une énergie d'excitation allant jusqu'à 19 MeV.

Un grand nombre de niveaux excités ont été mis en évidence à l'aide de chacune de ces trois réactions.

La réaction $^{37}Cl(p,\alpha_o)^{34}S$ a été étudiée pour une énergie incidente des protons comprise entre 876 keV et 9 MeV (Bo67, Ka66). Dans cette réaction, seuls les niveaux excités de parité naturelle et de spin isobarique T = 1 peuvent être observés. Le moment angulaire total et les quantités $\frac{(2J+1)\Gamma_\alpha \Gamma_p}{\Gamma}$ ont été mesurés pour de nombreux niveaux, ainsi que leurs largeurs totales naturelles. Karadzhev et al, ont déterminé, pour les niveaux de ^{38}Ar, qu'ils ont observés, les largeurs partielles Γ_p et Γ_α. Dans la plupart des cas, la largeur partielle Γ_p est nettement plus petite que la largeur partielle Γ_α.

Les largeurs totales naturelles des niveaux mesurés par Bosnjakovic sont de l'ordre de 0,6 keV.

La réaction $^{37}Cl\,(p,\gamma)\,^{38}Ar$ a été étudiée pour des protons incidents d'énergie comprise entre 427 keV et 1845 keV. (-En66). Pour les niveaux observés les quantités $\frac{(2J+1)\,\Gamma_p\,\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ ont été mesurées. Les spin, parité et schémas de désexcitation ont été déterminés pour plusieurs de ces niveaux.

Les états analogues des premier et deuxième niveaux excités du ^{38}Cl, ont été mis en évidence respectivement à 11,30 MeV et à 11,35 MeV tant par l'étude de la réaction $^{37}Cl\,(p,\alpha_o)$ que par celle de la réaction $^{37}Cl\,(p,\gamma)$. Dans les deux cas, ces états analogues sont divisés en plusieurs composantes, par un mélange de spin isobarique T = 1 et T = 2. Ceci explique que ces niveaux sont observés dans la réaction $^{37}Cl\,(p,\alpha_o)\,^{34}S$.

La réaction $^{34}S\,(\alpha,\gamma)\,^{38}Ar$ a été étudiée par Erné et Van der Leun (Er64), pour une énergie des particules α incidentes comprise entre 2,67 MeV et 3,161 MeV, puis par Phillips (Ph64) jusqu'à 3,6 MeV d'énergie incidente. Douze niveaux excités de l'^{38}Ar ont été mis en évidence pour des énergies d'excitation comprises entre 9,598 et 10,43 MeV ; tous ces niveaux ont un moment angulaire total égal à $J^\pi = 1^-$.

Dans ce travail, l'étude de la réaction $^{34}S\,(\alpha,\gamma)\,^{38}Ar$ a été poursuivie pour des énergies incidentes de particules α allant de 3,6 à 4,8 MeV ; c'est-à-dire pour une région d'énergie d'excitation comprise entre 10,5 et 11,5 MeV, afin d'apporter des informations supplémentaires sur les niveaux excités de ^{38}Ar situés dans cette région.

I. - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1) Fonctions d'excitation

Les fonctions d'excitation pour les rayonnements γ_o et γ_1 ont été mesurées à l'aide de cibles de sulfure de cadmium enrichies à 60 % en ^{34}S. Pour ne pas détériorer les cibles au cours de ces mesures, l'intensité du faisceau a été limitée à 3 /uA. Chaque point de la fonction d'excitation a été mesuré pour une charge collectée de 2×10^3 /uC. Le détecteur a été placé à 2,5 cm de la cible et à un angle de 55^o par rapport à la direction du faisceau. Le fond dû à la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$, et aux réactions de capture de neutrons par le Cd dont les sections efficaces sont très grandes, rendait impossible la mesure des fonctions d'excitation pour les rayonnements γ ayant une énergie plus faible que les rayonnements γ_o et γ_1. Les fonctions d'excitation obtenues pour les rayonnements γ_o et γ_1 sont données par les figures V1 et V2. Il est à remarquer qu'aucun niveau de ^{36}Ar pouvant être formé par la réaction $^{32}S\ (\alpha, \gamma)\ ^{36}Ar$, n'a été observé.

Dix sept niveaux résonnants de ^{38}Ar ont été identifiés. Les résonances correspondantes sont numérotées de 1 à 17, sur les courbes représentant les fonctions d'excitation. Les résonances notées a et b correspondent toutes deux à une augmentation du fond. La resonance notée Ph est la derniere resonance mise en evidence par Phillips

Tous les niveaux résonnants atteints se désexcitent principalement, soit par un rayonnement γ_o, soit par un rayonnement γ_1.

FONCTION D'EXCITATION $^{34}S(\alpha\gamma_0)^{38}Ar$

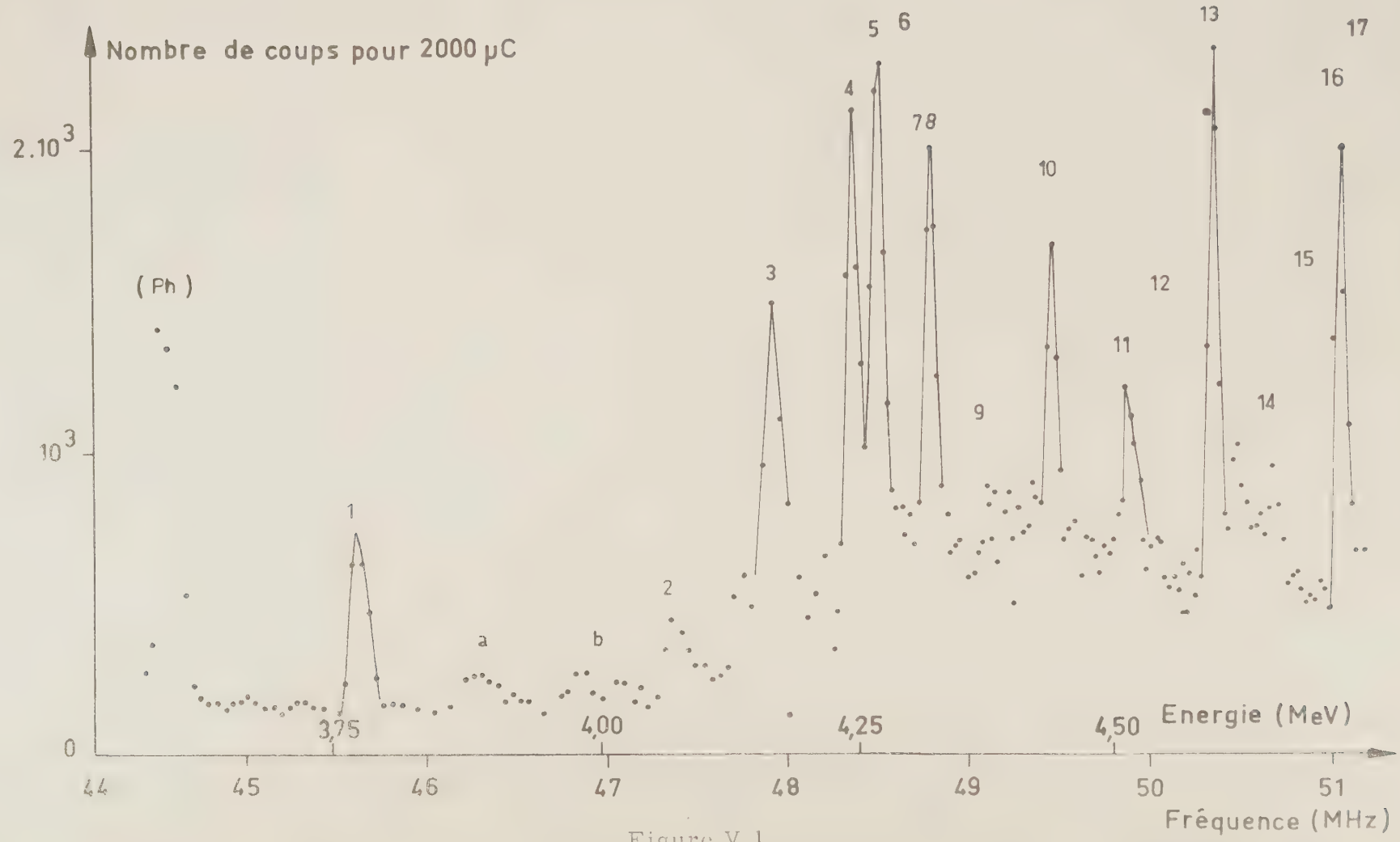


Figure V 1

FONCTION D'EXCITATION $^{34}S(\alpha\gamma_1)^{38}Ar$

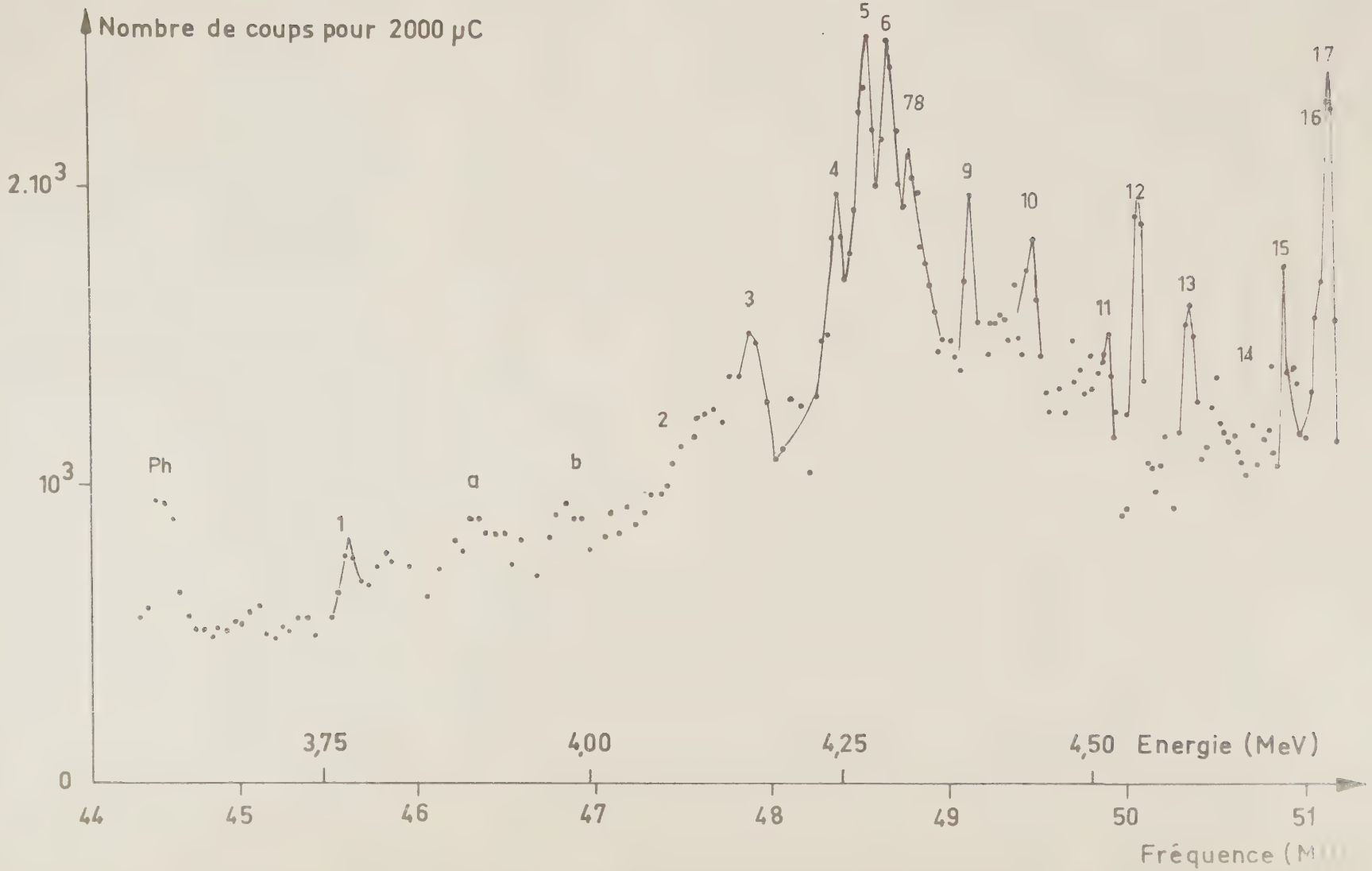


Figure V 2

Le tableau I donne la liste des résonances observées. Dans les deuxième et troisième colonnes sont données les énergies de résonance et l'énergie d'excitation du niveau correspondant de ^{38}Ar ; dans les quatrième et cinquième colonnes sont données, d'une part les quantités $\frac{(2J+1)\,\Gamma_{\gamma_0}\,\Gamma_\alpha}{\Gamma}$ ou $\frac{(2J+1)\,\Gamma_{\gamma_1}\,\Gamma_\alpha}{\Gamma}$ suivant que le niveau résonnant se désexcite ou non par un rayonnement γ_o, et d'autre part les quantités $\frac{(2J+1)\,\Gamma_\gamma\,\Gamma_\alpha}{\Gamma}$ pour l'ensemble des transitions électromagnétiques observées dans la désexcitation d'un niveau résonnant.

La courbe d'excitation correspondant à la résonance 5, montre, que près de cette résonance qui se désexcite par γ_o et γ_1, il existe probablement une faible résonance se désexcitant uniquement par rayonnement γ_1. La proximité des résonances 5 et 6 intenses en γ_o et γ_1 n'a pas permis d'étudier le niveau correspondant.

En 7, 8 apparaît une résonance plus large. Avec les cibles les plus minces utilisées, cette résonance est apparue comme un doublet. Les niveaux ayant le même moment angulaire total, il n'a pas été possible de déterminer les largeurs pour chacun de ces niveaux séparément.

Les résonances 16 et 17 ne sont pas séparées nettement. Cependant, la résonance 16 se désexcite par rayonnements γ_o et la résonance 17 se désexcite uniquement par γ_1, il a été possible d'étudier ces deux résonances et de déterminer les largeurs Γ_γ partielles pour chacune d'elles.

N° Res.	E_α (MeV)	E_x (MeV)	J^π	$(2J+1)\frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ (eV)	$(2J+1)\frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ (eV)
1	3,773	10,585	1^-	$3,4 \pm 1,2$	$4,5 \pm 1,5$
2	4,068	10,849	1^-	$1,8 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,6$
3	4,164	10,935	1^-	$4,7 \pm 1,6$	$6,8 \pm 2,3$
4	4,239	11,002	1^-	$6,3 \pm 2,1$	$9,6 \pm 3,2$
5**	4,264	11,024	1^-	$7,0 \pm 2,3$	$8,6 \pm 2,9$
6	4,289	11,047	3^-	$3,3 \pm 1,1$*	$4,1 \pm 1,4$
7	4,314	11,069	1^-	$4,5 \pm 1,5$	
8			1^-		
9	4,374	11,123	3^-	$1,7 \pm 0,6$ *	$2,1 \pm 0,7$
10	4,434	11,177	1^-	$2,7 \pm 0,9$	$6,8 \pm 2,3$
11	4,518	11,251	1^-	$1,6 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,7$
12	4,540	11,272	3^-	$5,8 \pm 2,0$*	$5,8 \pm 2,0$
13	4,591	11,317	1^-	$7,3 \pm 2,4$	$15,5 \pm 5,2$
14	4,657	11,376	1^-	$1,1 \pm 0,5$	$1,1 \pm 0,5$
15	4,685	11,401	3^-	$5,0 \pm 1,7$*	$5,0 \pm 1,7$
16	4,721	11,433	1^-	$5,3 \pm 1,8$	$8,0 \pm 2,7$
17	4,733 tous $\pm 0,010$	11,444	3^-	$6,8 \pm 2,3$	$9,7 \pm 3,2$

Tableau I

Niveaux observés dans la réaction $^{34}S\ (\alpha, \gamma)\ ^{38}Ar$

E_α et E_x sont respectivement l'énergie des particules α incidentes et l'énergie d'excitation du niveau. J^π est le moment angulaire total du niveau résonnant.

La quantité $\frac{(2J+1)\ \Gamma_\alpha\ \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ a été déterminée pour l'ensemble des transitions γ observées.

*Les quantités indiquées correspondent aux rayonnements γ_1.

**Ce niveau est probablement un doublet.

2) Moment angulaire total et parité des niveaux résonnants, multipolarité des transitions

Les distributions angulaires ont été mesurées pour les rayonnements γ_o et γ_1. Tous les autres rayonnements γ observés dans la désexcitation des niveaux résonnants étaient trop peu intenses pour permettre des mesures des distributions angulaires.

Les mesures de distributions angulaires et l'analyse des résultats expérimentaux ont été faites par la méthode utilisée dans l'étude de la réaction $^{28}Si\,(\alpha,\gamma)\,^{32}S$, et décrite au chapitre IV. Les figures V3 et V4 montrent les points expérimentaux des distributions γ_o et γ_1 pour les résonances à E_α = 4,434 MeV(1^-) et E_α = 4,540 MeV (3^-), et la courbe s'ajustant au mieux aux valeurs trouvées, par la méthode des moindres carrés.

Pour certaines résonances, il n'a pas été possible d'obtenir la distribution des rayonnements γ_1. En effet, ceux-ci étaient superposés à des rayonnements dus au Cd, et lorsque l'intensité du rayonnement γ_1 était faible, la soustraction du fond introduisait des erreurs trop grandes.

Le tableau II donne les coefficients de la distribution angulaire pour chaque transition étudiée, corrigés par le facteur d'extension du détecteur. Le moment angulaire total du niveau résonnant et le mélange de multipolarité déterminés à partir des coefficients A_2 et A_4 du développement en polynomes de Legendre sont indiqués.

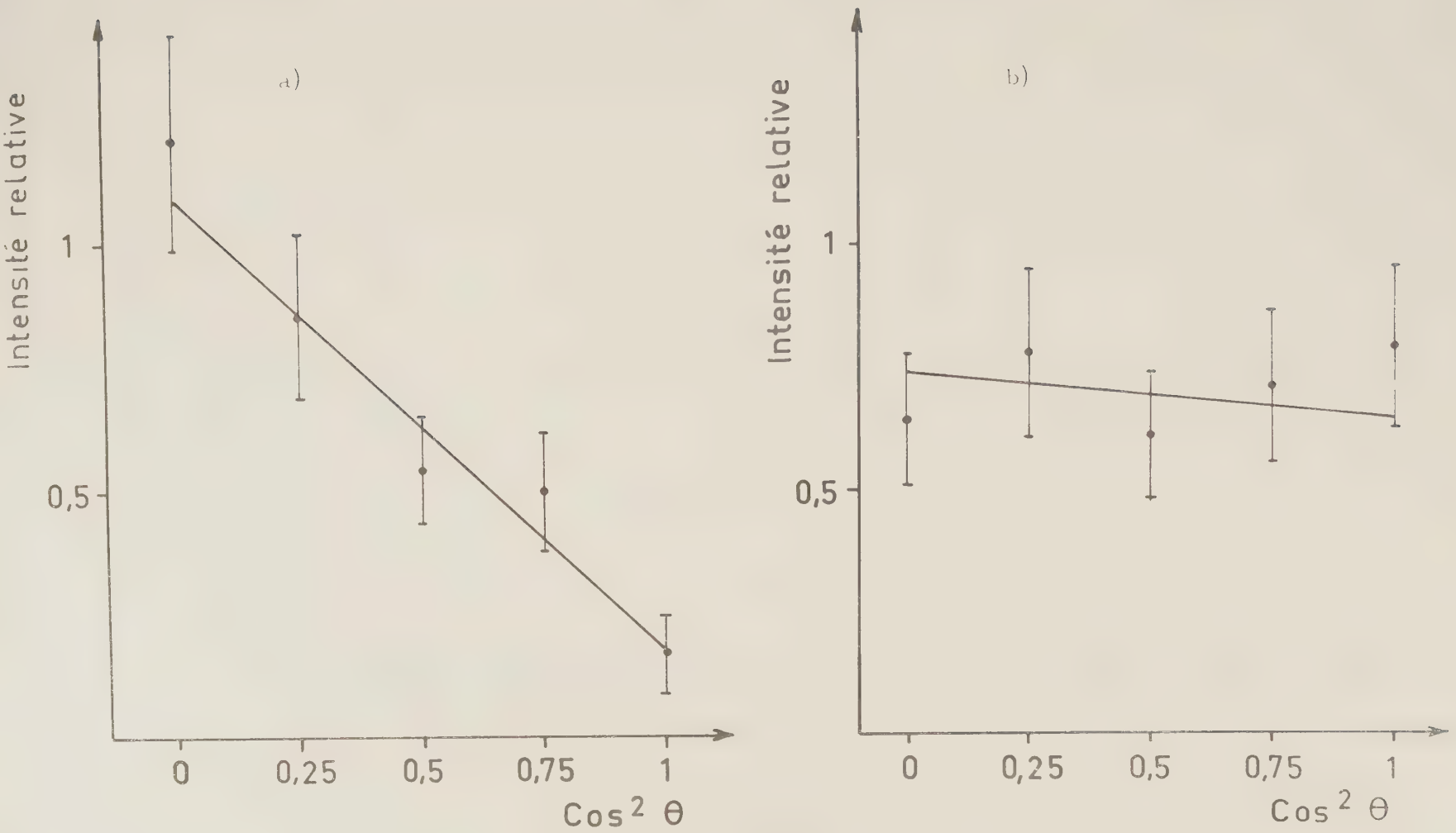


Figure V 3

Résonance 10, E_α = 4, 434 MeV

a) Distribution angulaire des rayonnements γ_0

b) Distribution angulaire des rayonnements γ_1

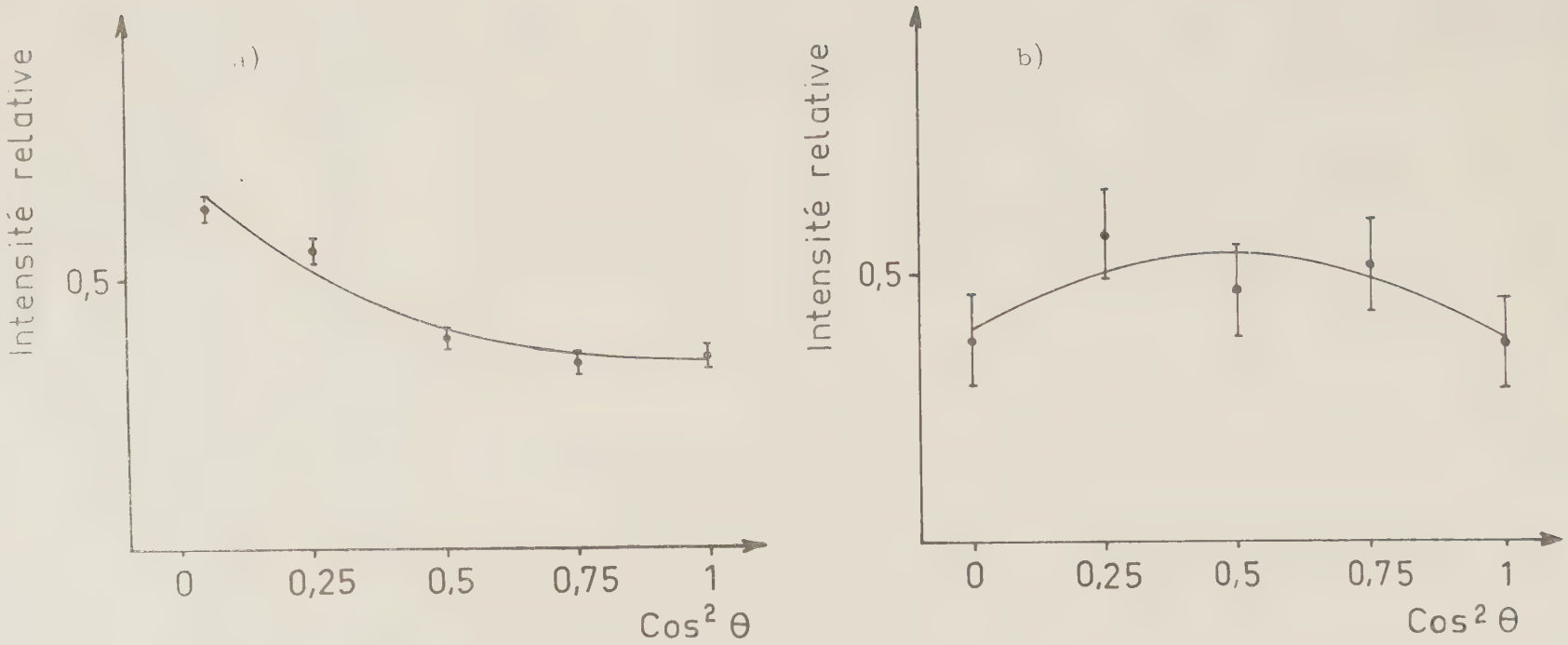


Figure V 4 - Résonance 12 . E_α = 4. 540 MeV .

a) Distribution angulaire des rayonnements γ_1

b) Corrélation angulaire γ_1-2, 17 dans la géométrie VI

N° Res	E x	E_γ	A_2	A_4	$J_i \rightarrow J_f$	δ	Multipolarité
1	10,58	10,58			$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
2	10,85	10,85			$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
3	10,94	10,94			$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
4	11,00	11,00	$-0,9 \pm 0,1$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
5	11,02	11,02	$-0,9 \pm 0,05$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
		8,85	$+0,2 \pm 0,2$		$1^- \rightarrow 2^+$	$+0,3 \pm 0,3$	E 1 M 2
6	11,05	8,88	$-0,3 \pm 0,06$	$+0,15 \pm 0,07$	$3^- \rightarrow 2^+$	$-0,07 \pm 0,03$	E 1 M 2
7	11,07	11,07	$-0,1 \pm 0,1$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
		8,90	$-0,4 \pm 0,5$		$1^- \rightarrow 2^+$	$-0,3 \pm 0,2$	E 1 M 2
8	11,07	11,07	$-0,95 \pm 0,05$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
		8,90	$-0,2 \pm 0,2$		$1^- \rightarrow 2^+$	$+0,06 \pm 0,23$	E 1 M 2
9	11,12	8,95	$-0,25 \pm 0,08$	$+0,22 \pm 0,08$	$3^- \rightarrow 2^+$	$-0,11 \pm 0,04$	E 1 M 2
10	11,18	11,18	$-0,78 \pm 0,09$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
		9,01	$-0,1 \pm 0,2$		$1^- \rightarrow 2^+$	$+0,00 \pm 0,03$	E 1 M 2
11	11,25	11,25	$-0,94 \pm 0,2$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
12	11,27	9,10	$-0,48 \pm 0,07$	$+0,17 \pm 0,07$	$3^- \rightarrow 2^+$	$+0,02 \pm 0,03$	E 1 M 2
13	11,32	11,32	$-0,01 \pm 0,16$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
		9,15	$+0,1 \pm 0,5$		$1^- \rightarrow 2^+$	$+0,2 \pm 0,2$	E 1 M 2
14	11,38	11,38			$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
15	11,40	9,23	$-0,4 \pm 0,3$	$+0,4 \pm 0,3$	$3^- \rightarrow 2^+$	$-0,2 \pm 0,15$	E 1 M 2
16	11,43	11,43	$-0,8 \pm 0,1$		$1^- \rightarrow 0^+$		E 1
17	11,44	9,27	$-0,42 \pm 0,08$	$+0,15 \pm 0,1$	$3^- \rightarrow 2^+$	$-0,02 \pm 0,03$	E 1 M 2

Tableau II

Moment angulaire total des niveaux observés et multipolarité des transitions.

E_x et E_γ sont respectivement l'énergie d'excitation du niveau et l'énergie de la transition étudiée.

A_2 et A_4 sont les coefficients des termes en polynomes de Legendre de la fonction de distribution angulaire.

δ est le mélange de multipolarité.

Lorsque le niveau résonnant se désexcite par rayonnement γ_o, la mesure de la distribution a suffi pour déterminer sans ambiguités le moment angulaire total du niveau, c'est le cas pour douze niveaux résonnants observés, dont le moment angulaire est égal à 1^-.

Dans le cas de désexcitation par rayonnement γ_1, l'analyse de la distribution angulaire a, en général, donné deux valeurs possibles pour le moment angulaire total (1^- ou 3^-) ; dans certains cas, la valeur du coefficient δ de mélange de multipolarité permet d'éliminer l'une des deux valeurs. Cependant, pour tous ces niveaux, la corrélation angulaire entre le rayonnement γ_1 et le rayonnement γ de 2,17 MeV a été mesurée dans les géométries VI et VII de Litherland I.

Dans tous les cas, l'analyse de la corrélation angulaire dans la géométrie VI a suffi à déterminer le moment angulaire total du niveau résonnant.

Le tableau III donne les valeurs des coefficients A_2 et A_4 obtenus dans l'analyse des corrélations angulaires.

Tous les niveaux résonnants mis en évidence qui se désexcitent uniquement par rayonnement γ_1 ont un moment angulaire total 3^-.

N°Res.	Cascade γ–γ en (MeV)	Geometrie VI	
		A 2	A 4
6	8,88 — 2,17	+ 0,15 ± 0,15	- 0,22 ± 0,16
9	8,95 — 2,17	+ 0,23 ± 0,18	- 0,33 ± 0,18
12	9,10 — 2,17	+ 0,08 ± 0,17	- 0,30 ± 0,18
17	9,27 — 2,17	+ 0,0 ± 0,15	- 0,11 ± 0,16

Tableau III

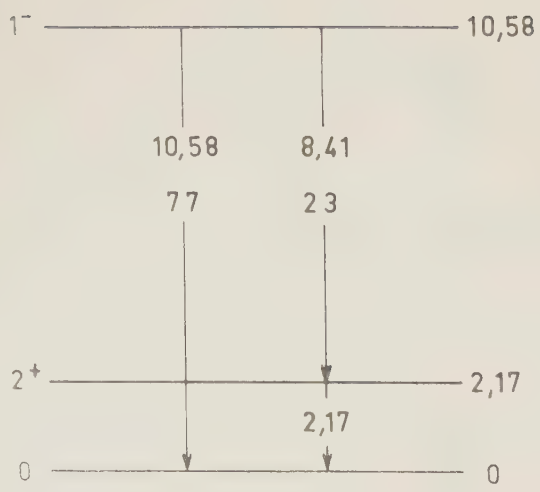
Coefficients des termes en polynomes de Legendre de la fonction de corrélation obtenue dans la géométrie VI

3) Schéma de désexcitation et rapport d'embranchement

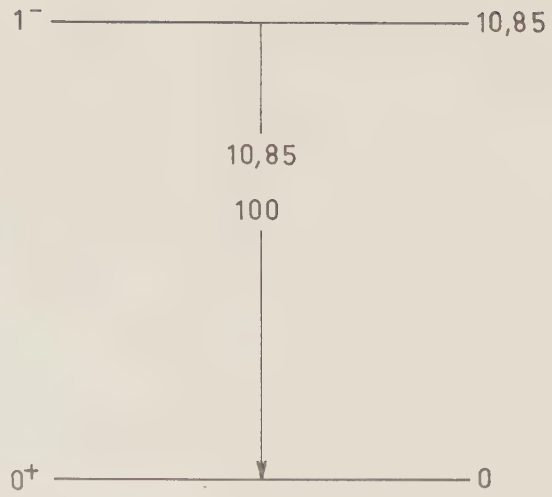
Les schémas de désexcitation et les rapports d'embranchement des niveaux résonnants observés ont été déterminés à partir des spectres obtenus à l'aide d'une jonction au germanium-lithium et par analyse des spectres en coïncidences.

En général, pour tous les niveaux observés, les transitions γ_o et γ_1 sont les plus intenses. La présence de nombreux rayonnements γ dus, d'une part aux réactions (n,n') et d'autre part aux réactions de capture de neutrons par le cadmium contenu dans les cibles a rendu très difficile l'établissement des schémas de désexcitation. Même dans les spectres en coïncidences, de nombreux rayonnements γ mis en évidence provenaient de ces réactions parasites. Nous avons donc été amenés à bombarder une cible de Cd avec des particules α de différentes énergies incidentes afin de déterminer quels rayonnements γ étaient dus aux réactions sur le Cd.

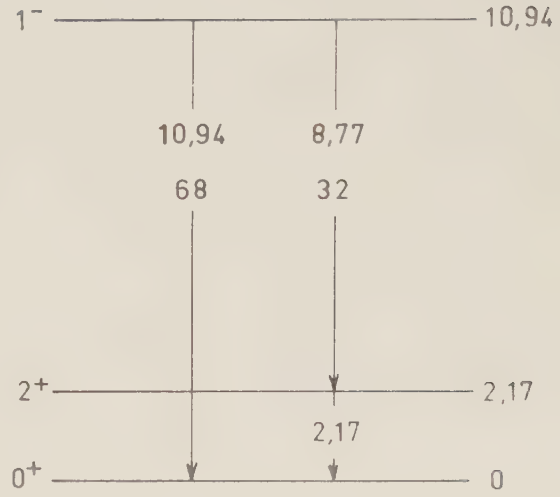
Dans les schémas de désexcitation, présentés dans les figures V5 et V10, seules ont été retenues les transitions déterminées sans ambiguité. Il est probable qu'il existe d'autres transitions, mais la faible intensité du rayonnement γ, par rapport à l'intensité du rayonnement γ du fond, rend leur identification peu sûre. D'autre part, lorsque les résonances sont très proches et que l'épaisseur des cibles utilisées ne permettait pas de les séparer, des erreurs peuvent être introduites dans la détermination des rapports d'embranchement. C'est le cas, notamment pour les résonances 7 et 8. La figure V11 donne l'ensemble des transitions observées dans notre travail.



Résonance 1. E_α = 3,773 MeV

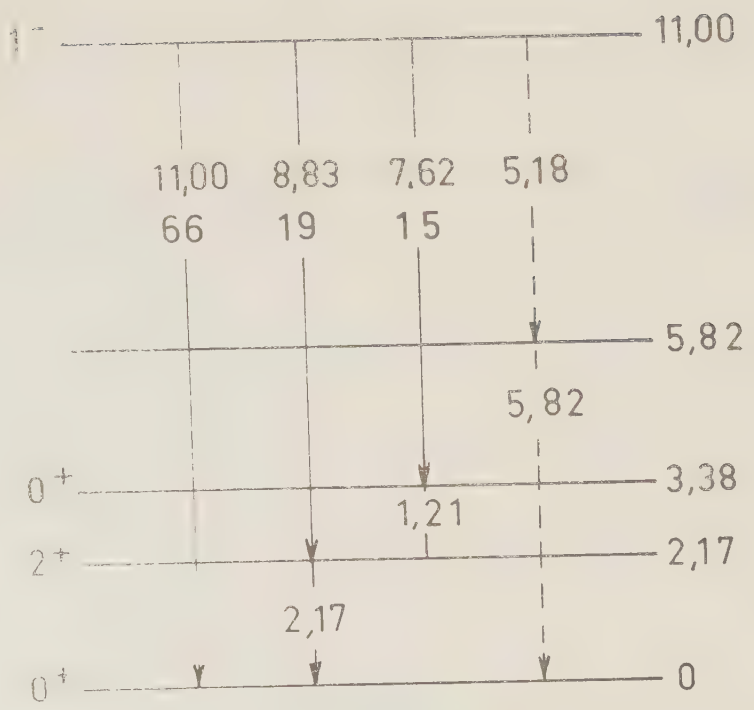


Résonance 2. E_α = 4,068 MeV

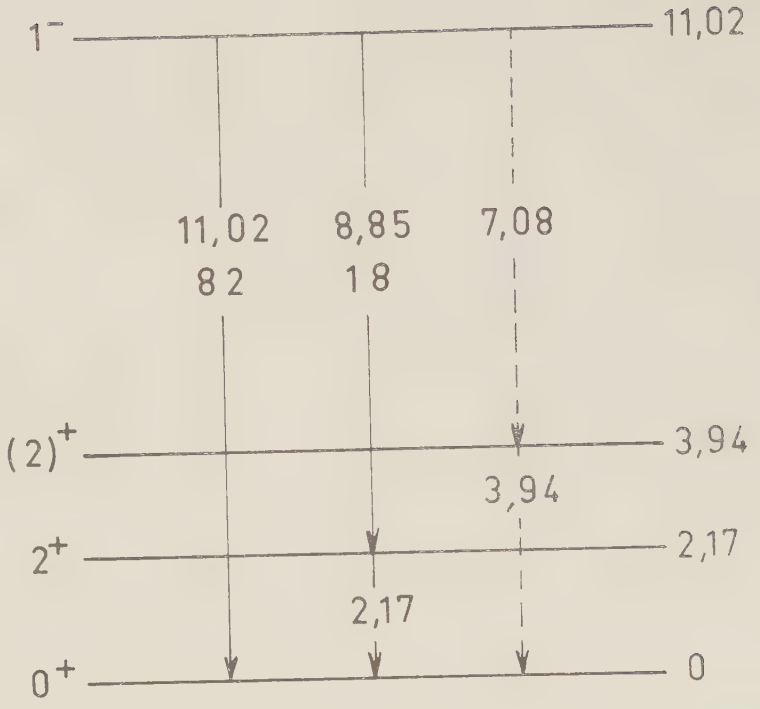


Résonance 3. E_α 4,164 MeV

Figure V 5

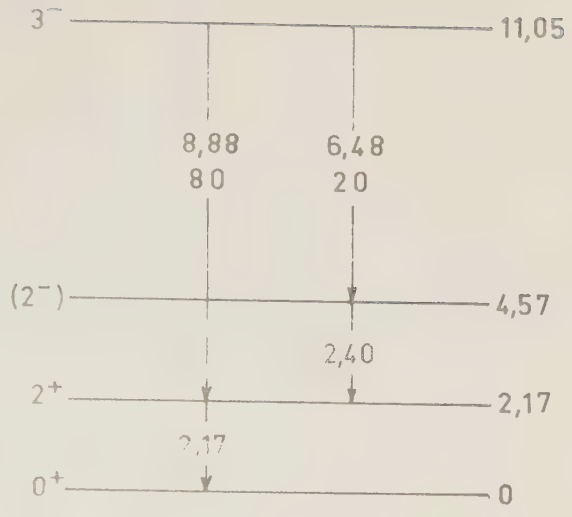


Résonance 5. E_α = 4,264 MeV

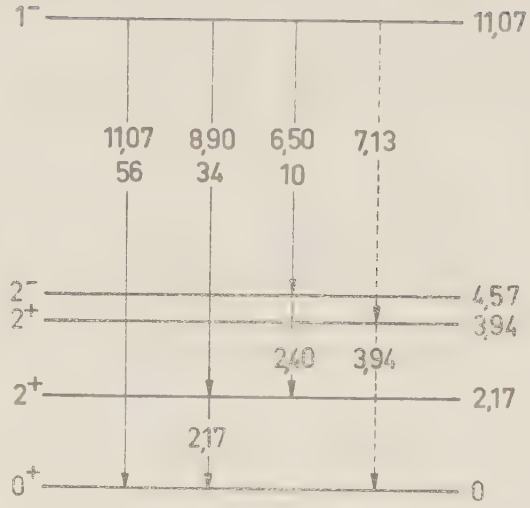


Résonance 4. E_α = 4,239 MeV

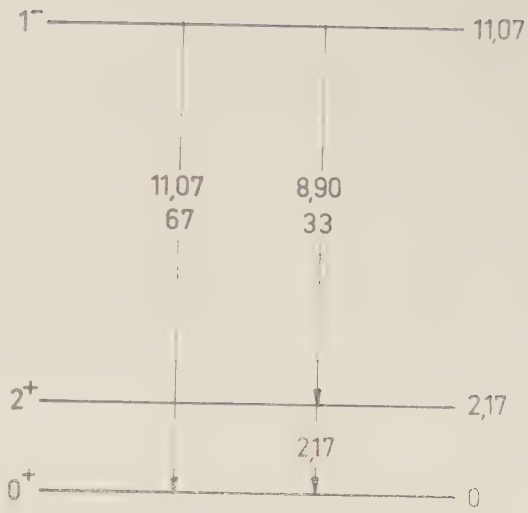
Figure V 6



Résonance 6. E_α = 4,289 MeV

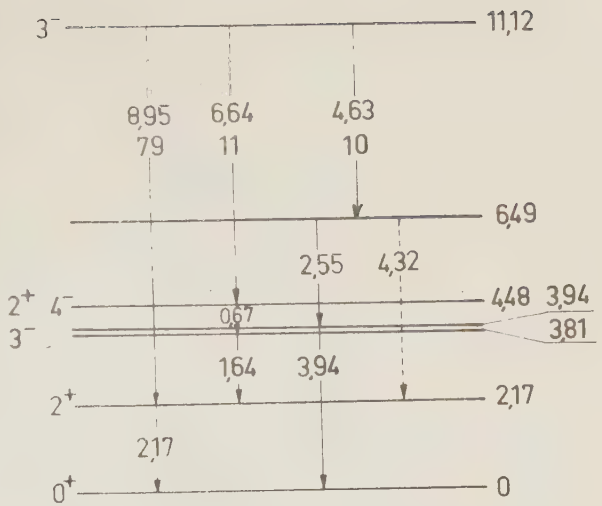


Résonance 7. E_α = 4,314 MeV

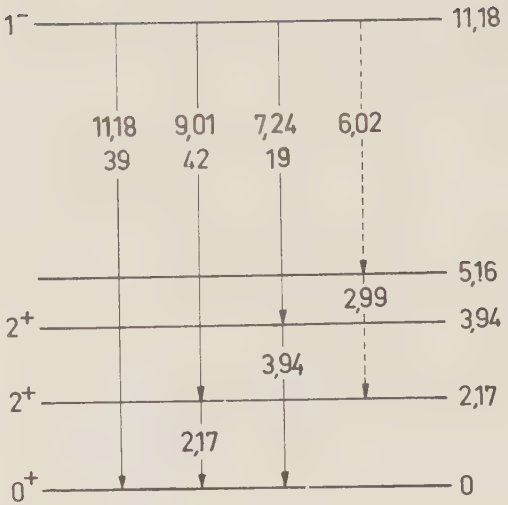


Résonance 8. E_α = 4,314 MeV

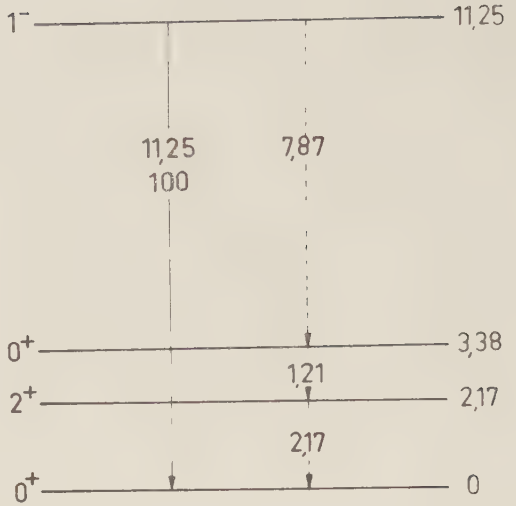
Figure V 7



Résonance 9. E_α = 4,374 MeV

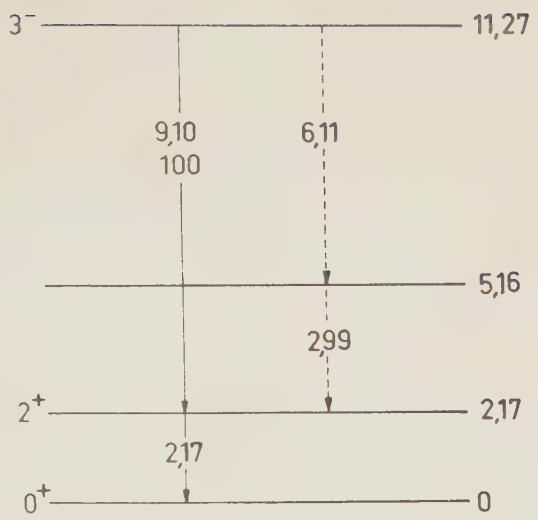


Résonance 10. E_α = 4,434 MeV

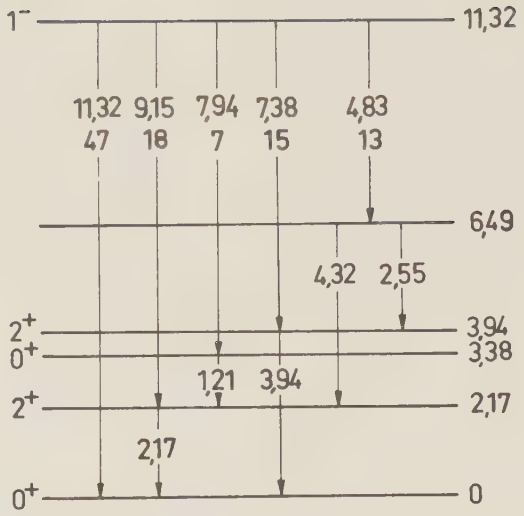


Résonance 11. E_α = 4,518 MeV

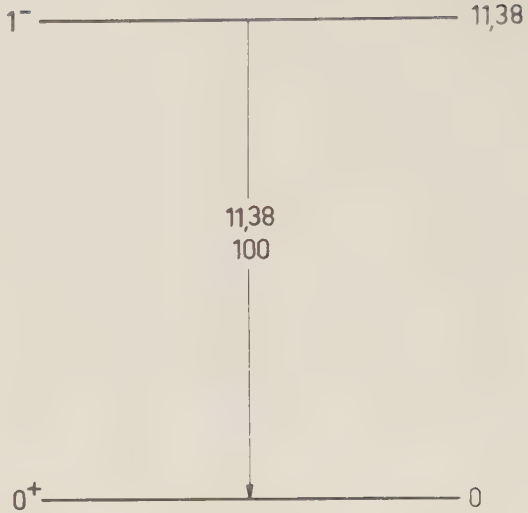
Figure V 8



Résonance 12. E_α 4,540 MeV

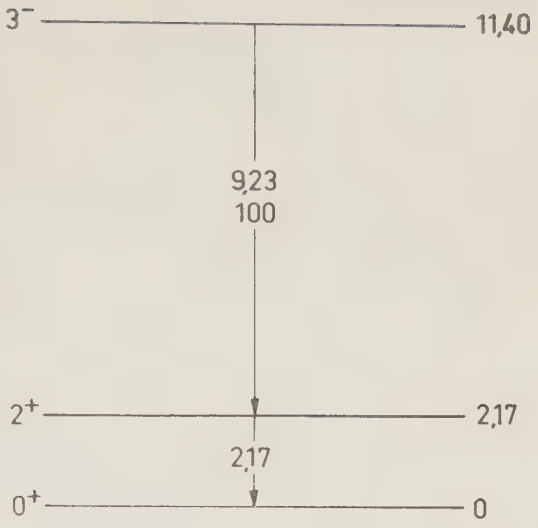


Résonance 13. E_α = 4,591 MeV

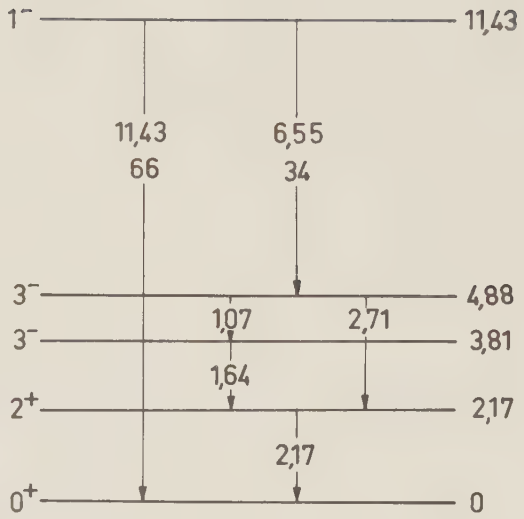


Résonance 14. E_α = 4,657 MeV

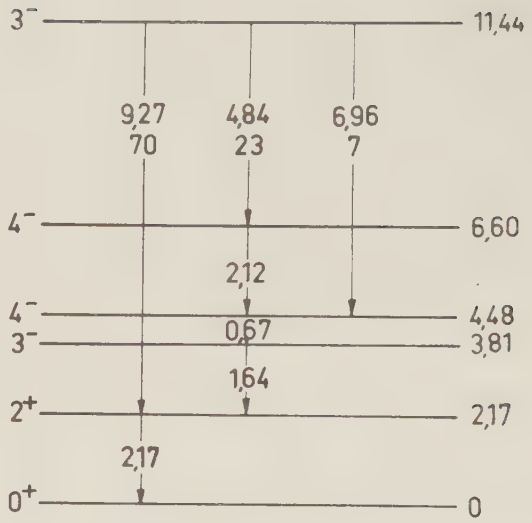
Figure V 9



Résonance 15. E_α = 4,685 MeV



Résonance 16. E_α = 4,721 MeV



Résonance 17. E_α = 4,733 MeV

Figure V 10

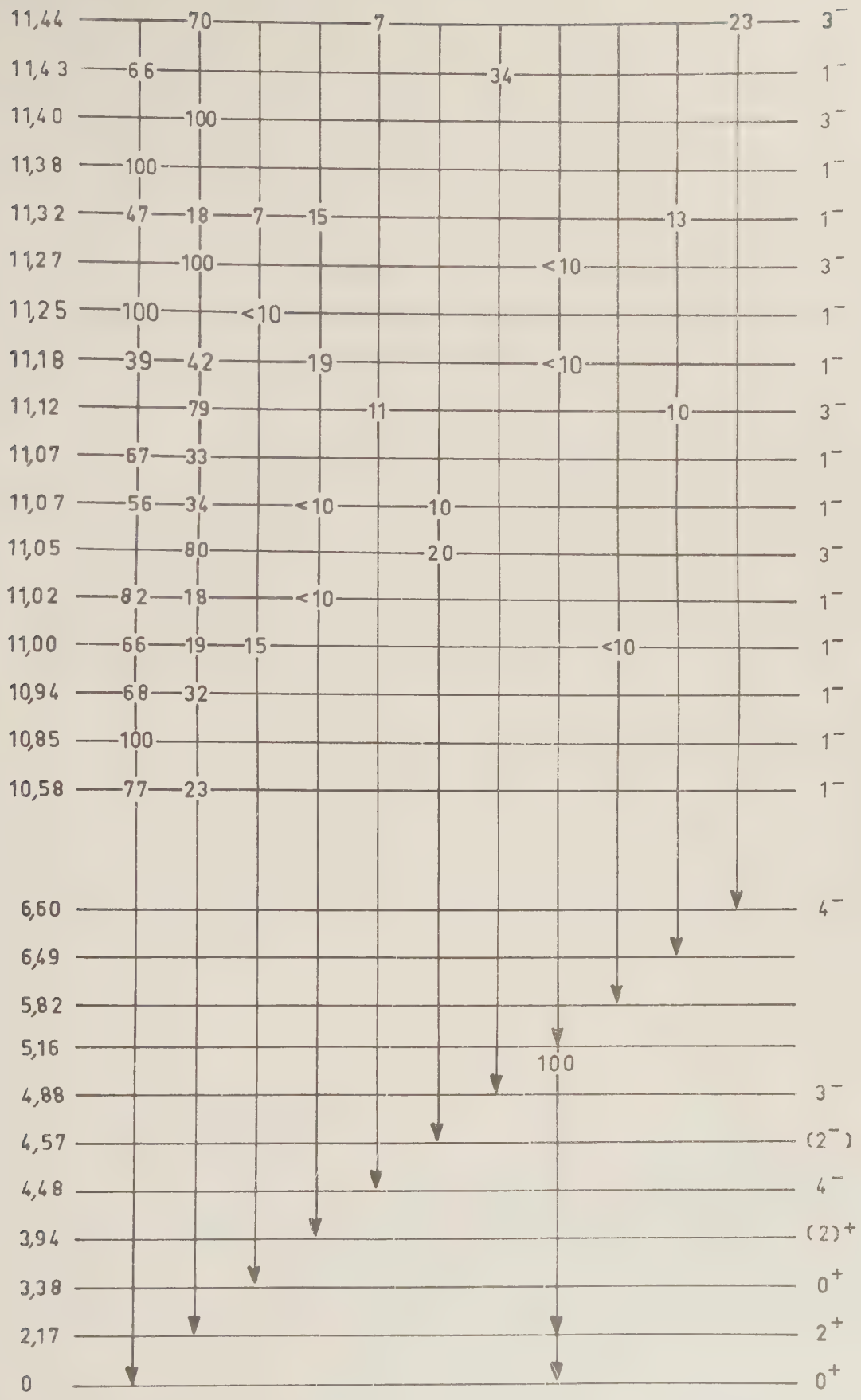


Fig. V 11 - Ensemble des transitions observées dans la réaction $^{34}S(\alpha,\gamma)^{38}Ar$

Pour les niveaux d'énergie inférieure à 7 MeV, alimentés dans la désexcitation des niveaux résonnants formés, nos résultats sont en accord avec les résultats connus (En67).

Les résonances 9 et 13 alimentent le niveau à 6,49 ; pour la résonance 9, l'intensité de cette transition est faible, et la transition de ce niveau vers le premier niveau excité (30 %) n'a pas été observée. Elle a, par contre, était mise en évidence par la résonance 13. Le rapport d'intensité pour les deux rayonnements γ émis par ces niveaux est en accord avec les valeurs données par d'autres auteurs.

Dans le schéma de désexcitation des résonances 10 et 12, apparaît une transition vers un niveau à 5,16 MeV. Ce niveau a été précédemment observé par Taylor (Ta63). Il semble, d'après les spectres en coïncidences et le spectre enregistré à l'aide d'une jonction Ge-Li, que ce niveau se désexcite entièrement par une transition vers le premier niveau excité.

4) Largeurs partielles Γ_γ

Pour tous les niveaux observés, les quantités $(2J+1)\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma/\Gamma$ ont été déterminées en comparant le rendement de chaque résonance au rendement de la résonance à l'énergie E_α = 3,161 MeV, dont l'intensité a été déterminée par Erné (Er64). Pour chaque résonance, le rendement des

rayonnements γ_o ou γ_1, a été mesuré, et, en tenant compte des rapports d'embranchement, la quantité $\frac{(2J+1)\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ a été déterminée pour l'ensemble des transitions observées.

Les résonances 7 et 8 se désexcitant toutes deux principalement par des rayonnements γ_o et γ_1, il n'a pas été possible de déterminer les largeurs partielles Γ_γ pour chacune de ces résonances.

Connaissant les rapports d'embranchement et les mélanges de multipolarité, pour chaque transition on peut déduire les largeurs partielles Γ_i pour chaque multipolarité, et les comparer aux largeurs "unité Weisskopf".

Les tableaux IV et V donnent les résultats pour les transitions E1 et M2 observées dans ^{38}Ar.

N°Res.	Ex (MeV)	E_γ (MeV)	Ji → Jf	δ	Γ_i (eV)	Γ_w(eV)	$\|M\|^2$
1	10,58	10,58	$1^- \to 0^+$	–	1,85 ±0,4	$0,90 \times 10^3$	$0,2 \pm 0,05 \times 10^{-2}$
2	10,85	10,85	$1^- \to 0^+$	–	0,6 0,2	$0,97 \times 10^3$	$0,06 \pm 0,02 \times 10^{-2}$
3	10,94	10,94	$1^- \to 0^+$	–	1,6 ± 0,5	$1,00 \times 10^3$	$0,16 \pm 0,25 \times 10^{-2}$
4	11,00	11,00	$1^- \to 0^+$	–	2,1 ± 0,7	$1,02 \times 10^3$	$0,21 \pm 0,07 \times 10^{-2}$
5	11,02	11,02	$1^- \to 0^+$	–	2,3 ± 0,9	$1,02 \times 10^3$	$0,23 \pm 0,09 \times 10^{-2}$
		8,85	$1^- \to 2^+$	0,3	0,5 ± 0,3	$0,53 \times 10^3$	$0,09 \pm 0,05 \times 10^{-2}$
6	11,05	8,88	$3^- \to 2^+$	– 0,07	0,7 ± 0,2	$0,53 \times 10^3$	$0,13 \pm 0,03 \times 10^{-2}$
9	11,12	8,95	$3^- \to 2^+$	– 0,11	0,33 ± 0,08	$0,55 \times 10^3$	$0,06 \pm 0,02 \times 10^{-2}$
10	11,18	11,18	$1^- \to 0^+$	–	0,9 ± 0,3	$1,07 \times 10^3$	$0,08 \pm 0,03 \times 10^{-2}$
		9,01	$1^- \to 2^+$	0,00	0,95 ± 0,4	$0,56 \times 10^3$	$0,17 \pm 0,07 \times 10^{-2}$
11	11,25	11,25	$1^- \to 0^+$	–	0,55 ± 0,20	$1,09 \times 10^3$	$0,05 \pm 0,02 \times 10^{-2}$
12	11,27	9,10	$3^- \to 2^+$	0,02	1,2 ± 0,3	$0,57 \times 10^3$	$0,2 \pm 0,05 \times 10^{-2}$
13	11,32	11,32	$1^- \to 0^+$	–	2,4 ± 1,1	$1,11 \times 10^3$	$2,2 \pm 1,0 \times 10^{-2}$
		9,15	$1^- \to 2^+$	0,18	0,9 ± 0,3	$0,58 \times 10^3$	$0,15 \pm 0,06 \times 10^{-2}$
14	11,38	11,38	$1^- \to 0^+$	–	0,4 ± 0,2	$1,12 \times 10^3$	$0,03 \pm 0,015 \times 10^{-2}$
15	11,40	9,23	$3^- \to 2^+$	0,23	1,0 ± 0,2	$0,60 \times 10^3$	$0,16 \pm 0,04 \times 10^{-2}$
16	11,43	11,43	$1^- \to 0^+$	–	1,8 ± 0,6	$1,14 \times 10^3$	$1,55 \pm 0,53 \times 10^{-2}$
17	11,44	9,27	$3^- \to 2^+$	– 0,02	1,4 ± 0,3	$0,61 \times 10^3$	$0,22 \pm 0,06 \times 10^{-2}$

Tableau IV

Transitions électriques dipolaires observées dans ^{38}Ar

N°Res.	Ex	Eγ	$J_i \rightarrow J_f$	δ	Γ_i (eV)	Γ_w(eV)	$\lvert M \rvert^2$
5	11,02	8,85	$1^- \rightarrow 2^+$	0,3	$(5 \pm 10)\,10^{-2}$	$0,9 \times 10^{-2}$	6 ± 12
6	11,05	8,88	$3^- \rightarrow 2^+$	0,07	$(0,32 \pm 0,21)$	$0,9 \times 10^{-2}$	$0,35 \pm 0,23$
9	11,12	8,95	$3^- \rightarrow 2^+$	0,11	$(0,4 \pm 0,2)\,10^{-2}$	$0,96 \times 10^{-2}$	$0,43 \pm 0,24$
12	11,27	9,10	$3^- \rightarrow 2^+$	0,02	$(0,05 \pm 0,001)\,10^{-2}$	$1,04 \times 10^{-2}$	$0,05 \pm 0,001$
13	11,32	9,15	$1^- \rightarrow 2^+$	0,18	$(3 \pm 5)\,10^{-2}$	$1,07 \times 10^{-2}$	3 ± 5
15	11,40	9,23	$3^- \rightarrow 2^+$	0,23	$(5 \pm 5)\,10^{-2}$	$1,1 \times 10^{-2}$	$4,5 \pm 4,5$
17	11,44	9,27	$3^- \rightarrow 2^+$	0,02	$(0,06 \pm 0,1)\,10^{-2}$	$1,14 \times 10^{-2}$	$0,05 \pm 0,1$

Tableau V

Transitions magnétiques quadripolaires dans ^{38}Ar

III. - DISCUSSION DES RESULTATS

1) Densité de niveaux

Pour une énergie d'excitation comprise entre 10,58 MeV et 11,44 MeV, douze niveaux de moment angulaire total 1^- et cinq niveaux de moment angulaire 3^- ont été mis en évidence.

En prenant pour ^{38}Ar, le paramètre égal à 2,5, les valeurs de f pour les niveaux ayant pour moments angulaires 1^- et 3^- sont respectivement :

$$f_{1^-} = 0,100 \qquad f_{3^-} = 0,105$$

Le nombre de niveaux 3^- observés devrait être égal au nombre de niveaux 1^- ; ce n'est pas le cas, mais il se peut que certains niveaux 3^- ne se désexcitent que faiblement ou même pas du tout par l'intermédiaire du premier niveau excité, et plus fortement par d'autres transitions échappant à la détection dans ces expériences.

La densité observée pour les niveaux de moments angulaires total 1^- et 3^- est de seize niveaux par MeV ; ceci correspond à une densité expérimentale égale à :

$$\rho_{exp} = \rho_{obs} / f = 80$$

Rappelons que la densité théorique est égale à :

$$\rho = \frac{1}{T} \exp \left[(E_x - E_o) / T \right]$$

En prenant, pour ^{38}Ar, la valeur de T^{-1} déduite de la formule de Gilbert et al :

$$T^{-1} = 0,0165\ A\ MeV^{-1} = 0,63\ MeV^{-1}$$

et pour E_o la valeur 1,2, on obtient une énergie moyenne d'excitation de 11 MeV, une densité calculée :

$$\rho = 310 \text{ niveaux par MeV.}$$

La densité expérimentale est donc très inférieure à la densité théorique des niveaux, et il est donc probable que de nombreux niveaux formés ne sont pas mis en évidence. D'autre part, la réaction utilisée ne forme que les niveaux de ^{38}Ar de spin isobarique $T = 1$, et dans cette région d'excitation, la plupart des niveaux de ^{38}Ar doivent avoir un caractère $T = 2$ prédominant.

2) Probabilité de transitions

Les probabilités de transitions expérimentales ont été comparées aux prédictions théoriques de Weisskopf.

Les tableaux IV et V donnent l'ensemble des résultats pour les transitions électriques dipolaires et les transitions magnétiques quadrupolaires observées dans ^{38}Ar.

Dans ^{38}Ar, les transitions étudiées sont des transitions $1^- \rightarrow 0^+$, $1^- \rightarrow 2^+$ ou $3^- \rightarrow 2^+$. Toutes sont donc des transitions E1 pures, ou des mélanges (E1 + M2).

En effet, les niveaux formés dans un noyau (4n + 2) par réaction (α, γ), sont de caractère T = 1 et les règles de sélection du spin isobarique n'interdisent pas la transition E1. Les résonances correspondant à des transitions E2 sont alors masquées par les transitions E1 plus intenses.

Pour l'ensemble des transitions E1 étudiées, la valeur moyenne du rapport des éléments de matrice de transition $/M/^2$ est :

$$/M/^2_{exp} = 0,14 \times 10^{-2}$$

Pour les noyaux ayant leur nombre de masse A compris entre 20 et 40, la valeur moyenne de $/M/^2$, pour les transitions E1 non interdites, est égale à $0,15 \times 10^{-2}$ (Sk66).

L'intensité des transitions E1 observées dans ^{38}Ar est donc tout à fait normale.

Parmi les dix huit transitions observées, onze sont électriques dipolaires pures, sept sont des mélange E1 + M2. Pour les transitions M2 observées, la valeur moyenne du rapport des éléments de matrice de transition $/M/^2$ est :

$$/M/^2_{exp} = 2.$$

Ceci est nettement supérieur à la valeur moyenne donnée par Skorka pour les transitions M2, dans les noyaux $20 < A < 40$, qui est égale $8,7 \times 10^{-2}$. Cependant, en tenant compte de l'étalement des valeurs de $/M/^2$ pour les transitions quadrupolaires magnétiques, la valeur expérimentale trouvée est acceptable.

Il faut remarquer aussi que les erreurs sur le coefficient de mélange de multipolarité δ introduisent une incertitude importante sur l'intensité des transitions M2.

Dans l'étude de la réaction $^{37}Cl\,(p,\gamma)\,^{38}Ar$, différents auteurs (Er66 et En69), ont mis en évidence les états analogues du premier et du deuxième niveaux excités de ^{38}Cl, ayant respectivement comme moment angulaire total 3^- et 5^-. Les premiers états excités de ^{38}Cl ont un spin isobarique T = 2. Les états analogues mis en évidence dans ^{38}Ar sont, dans les deux cas, dédoublés par un mélange de spin isobarique. Dans l'étude de la réaction $^{37}Cl\,(p,\alpha_o)\,^{34}S$, Bosnjakovic et al, ont nettement mis en évidence plusieurs composantes de l'état analogue du deuxième niveau excité (3^-) de ^{38}Cl ; par contre dans cette réaction aux composantes de l'état analogue du premier niveau excité (5^-) du ^{38}Cl, correspondent des résonances peu intenses.

Dans la réaction $^{37}Cl\,(p,\gamma)\,^{38}Ar$ les niveaux peuvent être mis en évidence, quel que soit leur spin isobarique. Par contre, dans la réaction $^{37}Cl\,(p,\alpha_o)\,^{34}S$, seul les niveaux de spin isobarique T = 1 peuvent être observés.

A l'aide de la réaction $^{34}S(\alpha,\gamma)^{38}Ar$, nous n'avons pas pu mettre en évidence ces niveaux. Il était difficile, dans cette expérience, d'observer les niveaux de moment angulaire 5^- qui se désexcitent principalement par l'intermédiaire des niveaux situés à 4,59 et 5,66 MeV. Par contre, les composantes de l'état analogue du deuxième niveau excité du ^{38}Cl (3^-) se désexcitent partiellement par rayonnement γ_1, et auraient donc pu être observés dans notre expérience. Il semble donc que l'interdiction de spin isobarique ne permette pas de former ces niveaux dans la réaction de capture radiative $^{34}S(\alpha,\gamma)^{38}Ar$, et donc qu'ils doivent avoir un caractère prédominant T = 2.

3) Discussion du schéma de niveaux de ^{38}Ar

Des calculs similaires à ceux faits pour ^{32}S ont été faits sur ^{38}Ar. Nous citerons en outre les travaux de Erné (Er66) et de Engelbertink et Glaudemans (En69).

Erné, à partir du modèle en couches, a déterminé les états de parité négative pour les noyaux entre le ^{33}S et le ^{41}Ca. Il considère que le noyau est constitué d'un coeur de ^{32}S, avec les nucléons extérieurs dans la couche $1d\frac{3}{2}$, et pour les états de parité négative, un nucléon dans la couche $1f\frac{7}{2}$. Les calculs du couplage j-j sont étendus à toutes les configurations possibles avec un nombre arbitraire de nucléons dans la couche $1d\frac{3}{2}$. Les énergies des configurations sont exprimées par les quatorze paramètres décrivant l'interaction résiduelle à deux particules des nucléons extérieurs au coeur. Ces paramètres sont ajustés à partir des énergies des niveaux excités observés expérimentalement. Erné a ainsi déterminé une vingtaine de niveaux de ^{38}Ar, pour une énergie d'excitation inférieure à 7,5 MeV.

Récemment, Engelbertink et Glaudemans ont utilisé le modèle en couche pour étudier les propriétés des niveaux dans les noyaux de A = 38. Ils admettent l'existence d'un coeur inerte de ^{28}Si, avec une interaction résiduelle à deux particules entre les nucléons extérieurs au coeur. Les états de parité négative sont décrits par une couche 2 s $\frac{1}{2}$ fermée, cinq nucléons dans la couche 1 d $\frac{3}{2}$ et un nucléon dans la couche 1 f $\frac{7}{2}$ ou la couche 2 p $\frac{3}{2}$. Pour les états de parité positive, toutes les configurations possibles dans les couches 2 s $\frac{1}{2}$ et 1 d $\frac{3}{2}$ sont considérées.

Les niveaux de l'^{38}Ar ont ainsi été calculés jusqu'à 7,5 MeV. Aucun calcul n'a été fait pour les niveaux d'énergie d'excitation plus élevée dans ^{38}Ar.

Le tableau VI donne les niveaux de ^{38}Ar observés dans les différentes expériences. Pour les réactions ^{37}Cl (p, α_o) ^{34}S et ^{37}Cl (p, γ) ^{38}Ar, seuls ont été relevés les niveaux dont l'énergie correspond à celle des niveaux observés dans notre travail.

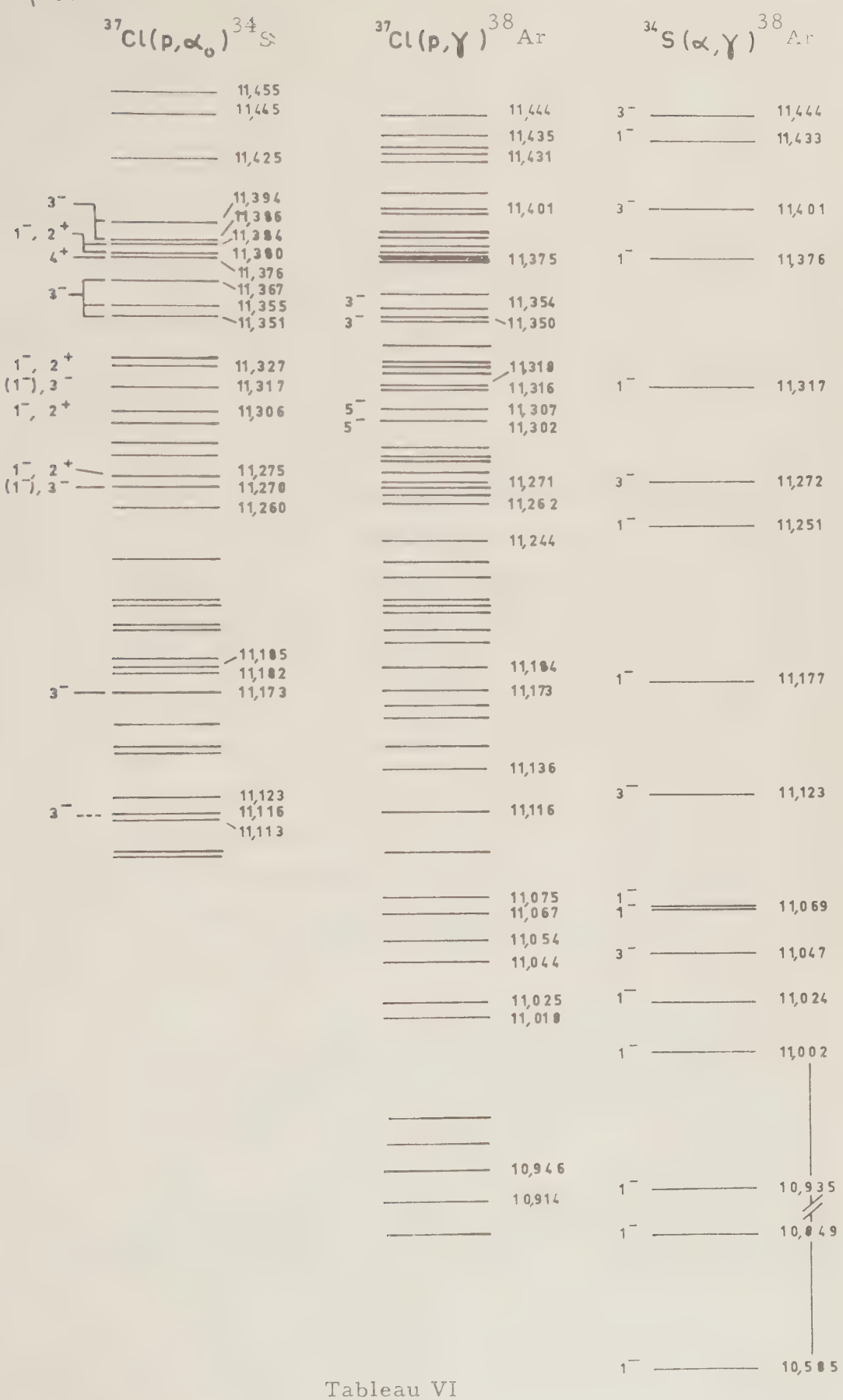


Tableau VI

Niveaux de ^{38}Ar observés dans les différentes expériences

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons mis en évidence, à l'aide des réactions de capture radiative γ, un ensemble de niveaux dans les noyaux ^{32}S et ^{38}Ar, ayant une énergie d'excitation respectivement comprise entre 10,79 et 12,05 MeV, et 10,58 et 11,44 MeV.

La majorité des niveaux trouvés ont un moment angulaire total égal à 1^- ou 2^+ ; ceci peut s'expliquer par le fait que ces niveaux se désexcitent très facilement à l'aide d'une transition au niveau fondamental, c'est-à-dire de rayonnements γ facilement mis en évidence alors que les niveaux de spins plus élevés ont tendance à se désexciter par cascade, c'est-à-dire par émission de rayonnements gamma d'énergie plus faible lesquels peuvent être masqués par la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$.

Il est donc probable que de nombreux niveaux formés n'ont pas été observés et cette hypothèse est confirmée par la présence dans les spectres hors-résonance, des rayonnements γ correspondant aux transitions des premiers niveaux excités.

Les transitions électromagnétiques et les rapports d'embranchement des niveaux résonnants ont été étudiés à l'aide de détecteurs semiconducteurs au germanium compensé au lithium.

L'utilisation de ces jonctions a aussi rendu possible la mesure, par effet Doppler, de la vie moyenne du niveau situé à 4,29 MeV dans le ^{32}S.

Dans les réactions de capture radiative, l'énergie de la particule incidente est entièrement transférée au noyau de recul, et ceci est favorable pour les mesures de vies moyennes par effet Doppler. Par contre, à cause des faibles sections efficaces, les mesures sont très longues.

La forte densité de niveaux dans cette région d'énergie rend souvent difficile la correspondance des niveaux observés à l'aide de différentes réactions.

Les limites inférieures des largeurs partielles Γ_γ ont été déterminées pour tous les niveaux résonnants observés, en supposant $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_\alpha$ et $\Gamma_p \ll \Gamma_\alpha$.

Dans l'étude du ^{32}S, tous les niveaux observés se manifestent comme des niveaux ayant un spin isobarique T = 0, avec une contribution T=1 normale pour les énergies d'excitation des niveaux étudiés. Cette contribution est telle que les transitions E1 interdites sont aisément observables. Nos résultats confirment également que la loi de ralentissement des transitions E2 est fonction de l'énergie de niveau initial.

Dans le ^{38}Ar, les transitions E1 ne sont plus interdites, donc intenses. Les transitions ralenties (E2) ne sont plus observées, car elles sont masquées, d'une part par les transitions plus intenses et d'autre part, par le fond.

Ces expériences ont donc apporté des informations sur les probabilités de transition et sur la validité du spin isobarique pour ces énergies d'excitation. Par contre, elles n'apportent pas d'informations directement utilisables sur la structure des niveaux résonnants formés.

Les calculs faits en se basant sur le modèle en couches en considérant que ces noyaux sont constitués d'un coeur inerte de ^{28}Si et de A-28 nucléons extérieurs dans les couches s et d, sont en accord pour les niveaux de faible énergie, mais l'accord est moins bon pour les niveaux de grande énergie d'excitation. Pour ces énergies, le coeur de ^{28}Si ne peut plus être considéré comme inerte. Pour décrire ces niveaux, il faut introduire, dans les fonctions d'onde, des contributions provenant des couches f et p et d'effets collectifs.

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur S. GORODETZKY, Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Depuis mon entrée au laboratoire, j'ai travaillé sous la direction de Monsieur R. ARMBRUSTER, Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg. Pour son enseignement et son aide précieuse, je voudrais lui exprimer ma profonde gratitude.

Je voudrais remercier Monsieur P. CHEVALLIER, Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et les précieux conseils qu'il m'a prodigués.

Une grande partie de ce travail a été faite en collaboration avec Monsieur M. LANGEVIN, Directeur de Recherches au CNRS. Sa collaboration m'a été très profitable et je l'en remercie vivement.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur E. BOZEK, physicien polonais, pour l'aide sans réserve qu'il m'a apportée.

Messieurs G. MONSONEGO, Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg et F. BECKER, Maître de Conférence à la Faculté des Sciences de Strasbourg se sont intéressés à ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Lors de son passage à Strasbourg, nous avons eu avec Monsieur C. VAN DER LEUN, Professeur à l'Université d'Utrecht, une fructueuse discussion ; je l'en remercie vivement. ainsi que d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je remercie également Monsieur A. MOUSSA, Professeur à la faculté des Sciences de Grenoble, d'avoir bien voulu participer au jury.

Je remercie Monsieur A. PAPE, physicien américain, avec qui j'ai collaboré et dont l'aide m'a été précieuse.

Monsieur J. VERNOTTE de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, a participé à ce travail et je l'en remercie.

Monsieur J.C. SENS a collaboré à plusieurs expériences, je le remercie pour son aide.

Je remercie également Monsieur A. KNIPPER, Maître de Recherches au CNRS, qui nous a aidé pour les calculs à l'ordinateur.

Une part de ma reconnaissance à mes collègues de laboratoire, et notamment à Madame A. M. BERGDOLT, Messieurs J.C. MERDINGER et N. SCHULZ avec qui j'ai eu de nombreuses et profitables discussions.

Je tiens à remercier particulièrement mon mari, Monsieur J. CHEVALLIER, pour l'aide efficace qu'il m'a apportée au cours de ce travail.

Mademoiselle M. SIMON m'a aidé pour le dépouillement des résultats et je l'en remercie.

Je suis très reconnaissante à Messieurs J.P. WEYMANN et H. GASSER ainsi qu'aux collaborateurs techniques : Mesdames A. MEENS et J. COFFIN, Messieurs C. BICHWILLER, A. GLEIM, R. KOENIG, P. SCHWEITZER et R. WALTER pour l'aide qu'ils ont apportée dans la réalisation pratique des expériences.

Je remercie Messieurs A. MUSER et J. ZEN pour leur aide lors de l'utilisation de l'ordinateur IBM 1800 et de l'unité ESTER.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs J. HEUGEL et M. LETOURNEL, ainsi qu'à leurs collaborateurs, qui ont assuré la bonne marche des accélérateurs Van de Graaff.

Je voudrais enfin remercier Madame R. KRETZ pour son aide dans de nombreuses questions matérielles, et notamment, pour la dactylographie rapide du manuscrit.

REFERENCES

A165 R. G. ALLAS, J. MEYER-SCHULTZMEISTER et D. VON EHRENSTEIN, Nucl. Phys. A 61 (1965) 289.

An65 S. L. ANDERSEN, Phys. Norvegica 1 (1965) 247.

B152 J. M. BLATT et L. C. BIEDENHARN, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 528.

Bo67 B. BOSNJAKOVIC, J. A. VAN BEST et J. BOUWMEESTER, Nucl. Phys. A 94 (1965) 625.

Ca55 J. M. CALVERT, A. A. JAFFE, A. E. LITHERLAND et E. E. MASLIN, Proc. Phys. Soc. A68 (1955) 1008.

C159 R. L. CLARKE, E. ALMQVIST et E. B. PAUL, Nucl. Phys. A 14 (1959/60) 472.

Co64 M. COSACK, R. FELST, B. ZEITNITZ et R. H. SIEMSSEN, Comptes Rendus du Congr. Intern. de Phys. Nucl. (Paris) Vol. II (1964) 369.

Da58 A. S. DAVYDOV et G. F. FILIPPOV, Nucl. Phys. A 8 (1958) 237.

De63 A. de SHALIT et I. TALMI, Nuclear Shell Theory, Academic Press, New-York 1963.

E155 F. A. El BEDEWI et M. A. El WAHAB, Proc. Phys. Soc. A68 (1955) 754.

E163 J. P. ELLIOT et M. HARVEY, Proc. Royal Soc. A272 (1963)557.

Ro53 M.E. ROSE, Phys. Rev. 91 (1953) 610.

Ry64 A. RYTZ, H.H. STAUB, H. WINKLER et F. ZAMBONI, Nucl. Phys. A 43 (1963) 229.

Sh53 SHARP, KENNEDY, SEANS, HOYLE, Tables of Coefficients for Angular Distribution Analysis, CRT-556 (Chalk River, Dec. 53) unpublished.

Si53 A. SIMON, Phys. Rev. 92 (1953) 1050.

Sk66 S.J. SKORKA, J. HERTEL et T.W. RETZ-SCHMIDT, Nuclear Data Vol. II n° 4 - Novembre 1966.

Sm64 P.J.M. SMULDERS, Physica 30 (1964) 1197.

Sp63 R.H. SPEAR, J.D. LARSON et J.D. PEARSON, Nucl. Phys. A 41 (1963) 353.

Ta63 I.J. TAYLOR, Nucl. Phys. A 41 (1963) 227.

Te63 L.K. TER VELD et H. BRINKMAN, Nucl. Phys. A 40 (1963) 438.

Th62 V.K. THANKAPPEN et S.P. PANDYA, Nucl. Phys. A 39 (1962) 394.

Va64 C. VAN DER LEUN, Comptes Rendus du Congr. Intern. de Phys. Nucl. (Paris), Vol. II (1964) 382.

Va67 C. VAN DER LEUN, D.M. SHEPPARD et P.M. ENDT, Nucl. Phys. A 100 (1967) 316.

Ve67 J. VERNOTTE, M. LANGEVIN et F. TAKEUTCHI, Nucl. Phys. A 102 (1967) 449.

En59 P.M. ENDT et M. DEMEUR, Nuclear Reactions, Vol. I, North Holland Publishing Co., Amsterdam (1959) 215.

En67 P.M. ENDT et C. VAN DER LEUN, Nucl. Phys. A 105 (1967) 1.

En69 G.A.P. ENGELBERTINK et P.W.M. GLAUDEMANS, Nucl. Phys. A 123 (1969) 225.

Er60 P. ERICSON, Advances in Physics 9 (1960) 425.

Er64 F.C. ERNE et C. VAN DER LEUN, Nucl. Phys. A 52 (1964) 515.

Er66 F.C. ERNE, Nucl. Phys. A 84 (1966) 91.

Fa66 S.A. FARRIS et J.M. EISENBERG, Nucl. Phys. A 88 (1966) 241.

Fe68 A.T.G. FERGUSON, L. NILSSON et N. STARFELT, Nucl. Phys. A 111 (1968) 423.

Gi65 A. GILBERT, F.S. CHEN et A.G.W. CAMERON, Can. Jour. Phys. 43 (1965) 1248.

Gl64 P.W.M. GLAUDEMANS, G. WIECHERS et P.J. BRUSSAARD, Nucl. Phys. A 56 (1964) 529.

Gr68 A. GRAUE, L. HERLAND et J.R. LIEN, Nucl. Phys. A 120 (1968) 513.

Ka63 KAYE, READ, et WILLMOTT, Tables of Coefficients of the Analysis of Triple Correlation from Aligned Nuclei, University of Liverpool 1963.

Ka66 K.V. KARADZHEV, V.I. MEN'KO et F.E. CHUKREEV, Soviet Jour. Nucl. Phys. 4 (1966) 648.

La65 M. LANGEVIN, H. LAURENT et J. VERNOTTE
C.R. Acad. Sc. Paris 261 (1965) 4055.

Li61 A.E. LITHERLAND et A.J. FERGUSON,
Can Jour. Phys. 39 (1961) 788.

Li63 J. LINDHARD, M. SCHARFF et H.E. SCHIOTT,
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 (1963) 1.

Ma64 J.H.E. MATTAUCH, W. THIELE et A.H. WAPSTRA,
Nucl. Phys. A 67 (1965) 32.

Me69 P. MENNRATH, Communication privée.

Mo58 G. MORPURGO, Phys. Rev. 110 (1958) 721.

Na67 C.W. NAHM et T.T. THWAITES,
Nucl. Phys. A103 (1967) 503.

No66 D.L. NORDSTROM, J.A. TUNHEIM et G.H. DUFFEY,
Phys. Rev. 145 (1966) 727.

Pa55 E.B. PAUL, H.E. GOVE, A.E. LITHERLAND, et G.A.
BARTHOLOMEW, Phys. Rev. 99 (1955) 1339.

Pe64 J.D. PEARSON et R.H. SPEAR, Nucl. Phys. A 54 (1964) 434.

Ph64 W.R. PHILLIPS, Nucl. Phys. A 60 (1964) 544.

Po64 A.R. POLETTI et E.K. WARBURTON, Phys. Rev. 137(1965) 595.

Ra52 L.A. RADICATI, Phys. Rev. 87 (1952) 521.

Ri67 P.J. RILEY, G.A. LOCK, J.A. RAWLINS et Y.M. SHIN,
Nucl. Phys. A 96 (1967) 641.

Ve69 J. VERNOTTE, M. LANGEVIN, F. FORTIER, E. BOZEK, A. CHEVALLIER, A.J. PAPE, J.C. SENS, Nucl. Phys. A 124 (1969) 350.

Vo68 H.K. VONACH, A.A. KATSANOS et J.R. HUIZENGA, Nucl. Phys. A 122 (1968) 465.

Wa58 E.K. WARBURTON et H.J. ROSE, Phys. Rev. 109 (1958) 1199.

We51 V.F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 83 (1951) 1073.

Wi47 E.P. WIGNER et L. EISENBUD, Phys. Rev. 72 (1947) 29.

Wi67 G. WIECHERS, W.R. McMURRAY et I.J. VAN HEERDEN, Nucl. Phys. A 92 (1967) 175.

Wi68 B.H. WILDENTHAL et E. NEWMAN, Nucl. Phys. A 118 (1968) 347.

Ze68 J. ZEN, A. MUSER et D. MICHAUD, Rapport Interne.

TABLE DES MATIERES

Pages

CHAPITRE I

RAPPELS DE LA THEORIE DES RESONANCES

I. Introduction 1

II. Théorie des réactions nucléaires résonnantes 3

1) Matrice R 3

2) Matrice U 8

III. Section efficace de résonance 12

CHAPITRE II

LA CAPTURE RADIATIVE DE PARTICULE ALPHA

I. Introduction 23

1) Réaction de capture radiative 24

2) Conditions expérimentales 27

II. Etude des caractéristiques des niveaux résonnants 29

1) Energie des niveaux résonnants 29

2) Spin et parité 30

a) distribution angulaire 30

b) corrélations angulaires 35

3) Largeurs partielles des niveaux 41

a) rendement d'une réaction nucléaire 41
b) détermination des largeurs partielles 44
c) largeurs Weisskopf 47

III. Règle de sélection du spin isobarique 51

1) Spin isobarique 51

2) Indépendance de charge 54

3) Impuretés de spin isobarique 56

4) Règle de sélection du spin isobarique 58

5) Règle de sélection pour les transitions radiatives 59

IV. Vie moyenne 63

CHAPITRE III

TECHNIQUES ET METHODES EXPERIMENTALES

I. Techniques expérimentales 67

1) Dispositif expérimental 67

2) Caractéristiques des cibles 69

3) Détecteur semi-conducteur au Germanium compensé au Lithium 70

4) Scintillateurs NaI et électronique associée 73

5) Traitement des informations 75

II. Méthodes expérimentales

1) Détermination de l'énergie des résonances 76

2) Mesures des fonctions d'excitation et des intensités de résonance 77

3) Détermination des schémas de désexcitation et des rapports d'embranchement 79

4) Mesure de distribution et de corrélation angulaire 81

5) Mesure de vies moyennes par effet Doppler 82

6) Analyse des distributions et corrélations angulaires 83

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA REACTION $^{28}Si\ (\alpha, \gamma)\ ^{32}S$

I. Introduction 84

II. Résultats expérimentaux 86

1) Fonctions d'excitation 86

2) Moment angulaire total et parité des niveaux résonnants, multipolarité des transitions 90

3) Schémas de désexcitation et rapports d'embranchement 95

4) Largeurs partielles γ 99

5) Mesure de la vie moyenne du niveau à 4,29 MeV 100

III. Discussion des résultats 105

1) Densité de niveaux 105

2) Discussion des probabilités de transition 108

3) Discussion du schéma de niveaux du ^{32}S 119

CHAPITRE V

ETUDE DE LA REACTION $^{34}S(\alpha,\gamma)^{38}Ar$

I. Introduction 125

II. Résultats expérimentaux 127

1) Fonctions d'excitation 127

2) Moment angulaire total et parité des niveaux résonnants, multipolarité des transitions 129

3) Schémas de désexcitation et rapports d'embranchement 131

4) Largeurs partielles γ 132

III. Discussion des résultats 134

1) Densité de niveaux 134

2) Probabilité de transition 135

3) Discussion du schéma de niveaux de ^{38}Ar 138

CONCLUSION 140

REMERCIEMENTS

REFERENCES